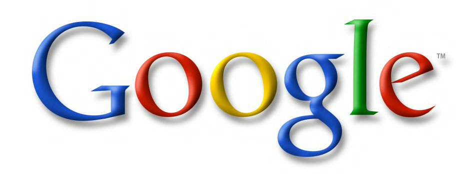
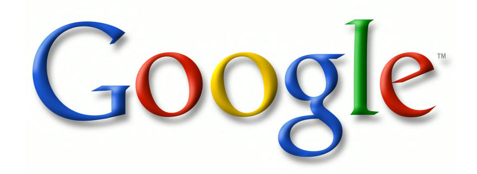
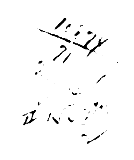










Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

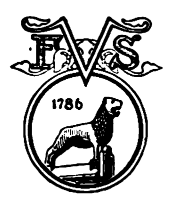
im Jahre 1914

Sechzehnter Jahrgang

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel



Braunschweig

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn

1914



Inhalt[1]).

[1]) An den durch die fett gedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

Elektrische Maschinen für Vorlesungs- und Übungszwecke;
von F. F. Martens u. G. Zickner.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Dezember 1913.)
(Vgl. diese Verh. 15, 1271, 1913.)

---

1. Im Physikalischen Institut der Handelshochschule Berlin wird zu den ersten Vorlesungsversuchen über elektrische Maschinen ein Kupferrechteck (I) benutzt[1]), dessen etwa 1 m lange Seiten mit dem Faden eines Saitengalvanometers einen geschlossenen Stromkreis bilden; entweder wird das Rechteck im Erdfelde gedreht oder ein an einem Faden aufgehängter Magnetstab rotiert in dem Rechteck; das Schattenbild des Galvanometerfadens zeigt durch seine Stellung den zeitlichen Verlauf der erzeugten Wechselspannung an.

An diese Versuche schließen sich Versuche mit eisenfreien Maschinen (II) an[2]); die Beschreibung dieser Maschinen ist der Zweck vorliegender Arbeit.

Nachdem die Wirkungsweise dieser Maschinen gezeigt ist, wird ein kleines eisenhaltiges Maschinenaggregat (III) vorgeführt[3]). Dieses besteht aus einer Gleichstrommaschine von etwa 600 Watt Leistung und einer Versuchsmaschine. Das Gestell der letzteren kann mit zwei verschiedenen Statoren und mit drei verschiedenen Rotoren ausgerüstet werden, so daß folgende Maschinen gebildet werden können: 1. Wechselstrom-Synchronmaschine; 2. Drehstrom-Synchronmaschine; 3. Drehstrom-Asynchronmaschine; 4. Gleichstrommaschine mit Nebenschlußschaltung; 5. Gleichstrommaschine mit Hauptstromschaltung.

Im Anschluß an Versuche mit dem kleinen Aggregat III wird der Betrieb von Maschinen (IV) gezeigt, deren Leistung mehrere Kilowatt beträgt.

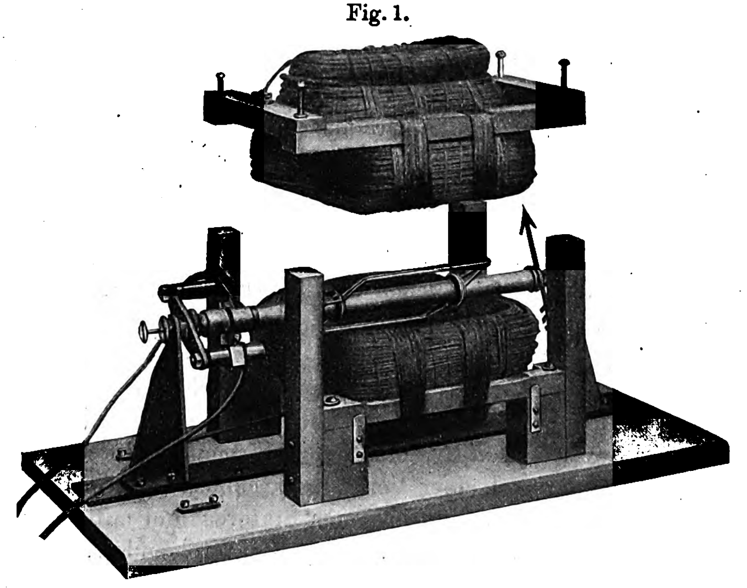
---

[1]) F. F. Martens, Phys. Grundl. d. Elektrotechnik I, S. 147—153. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1913.
[2]) Phys. Grundl. II, 1914, S. 5, 26 u. 57.
[3]) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 741—753, 1910.

2. Die in den nachstehenden Figuren 1, 2 und 3 dargestellten eisenfreien Maschinen entstehen durch Einsetzen von verschiedenen Rotoren in denselben Stator. Eisenfreie Rotoren haben vor eisenhaltigen den Vorzug der Sichtbarkeit aller einzelnen Windungen, sind also für Unterrichtszwecke besonders geeignet. Die wenigen Windungen des Rotors müssen natürlich als erregte Wickelung dienen, während der Stator das magnetische Feld der Maschine erzeugt.

Wenn der Rotor eisenfrei ist, hat es keinen Zweck, die Statorwickelung in einem Eisenkörper unterzubringen, sie mit Eisen zu

Fig. 1.



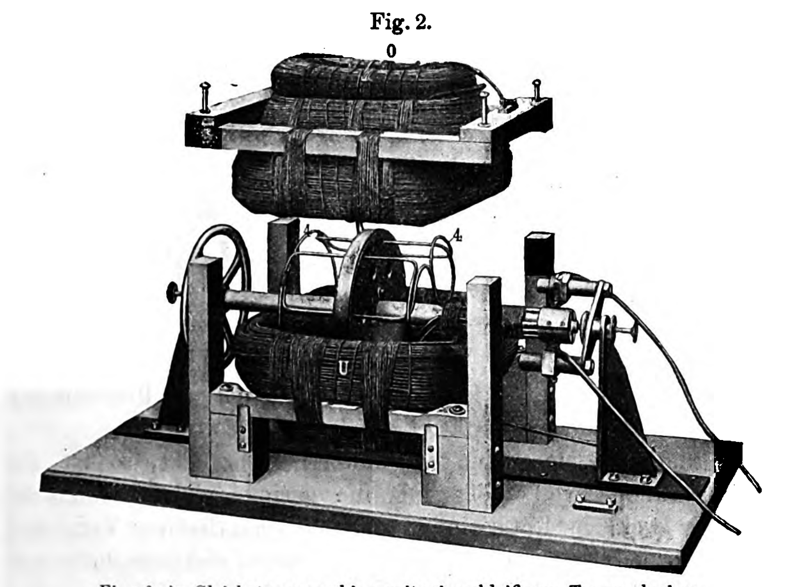
Eisenfreie Wechselstrommaschine.

umgeben; der magnetische Widerstand des vom eisenfreien Rotor eingenommenen Raumes ist nämlich so groß, daß die Verringerung des gesamten magnetischen Widerstandes durch Bekleidung der Statorwickelung mit Eisen das Feld, in dem der Rotor läuft, nicht wesentlich verstärken, sondern nur Gewicht und Preis erhöhen würde. Mit Rücksicht auf ein möglichst starkes Magnetfeld ist der benutzte Stator eisenfrei hergestellt, mit Rücksicht auf ein möglichst gleichförmiges Feld hat er annähernd die Form einer MAXWELLschen Kugelspule erhalten.

Die Vermeidung von Eisen bringt außer der Einfachheit, Leichtigkeit und Billigkeit noch den weiteren Vorteil mit sich, daß die in der Rotorwickelung erzeugte Spannung nicht nur direkt gemessen, sondern auch berechnet werden kann. Die Berechnung der Feldstärke $\mathfrak{H}$ aus der Windungszahl und die Messung mit dem ballistischen Galvanometer führen zu der Beziehung $\mathfrak{H} = 30\,\alpha$ elektromagnetische Einheiten zwischen $\mathfrak{H}$ und der Anzahl der Ampere, welche in den Windungen der Spule fließen.

Der Widerstand der Spule beträgt etwas mehr als 3 Ohm, so daß bei Anschluß an ein Netz von 110 Volt Spannung die Strom-

Fig. 2.



Eisenfreie Gleichstrommaschine mit vierschleifigem Trommelanker.

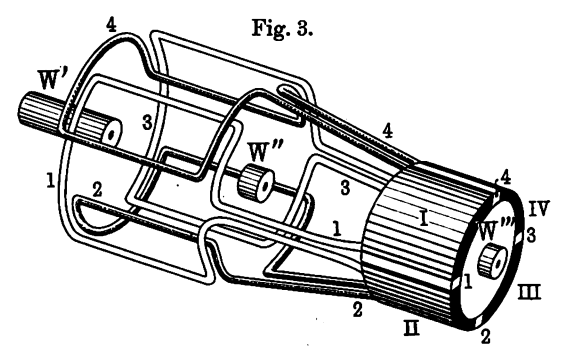
stärke etwa 30 Ampere, die Feldstärke etwa 900 elektromotorische Einheiten, die zur Wärmeentwickelung verbrauchte Leistung etwa 3 Kilowatt beträgt. Die große, ohne Anwendung von Eisen mit der Erzeugung eines kräftigen Magnetfeldes stets verbundene Wärmeentwickelung hat zur Folge, daß nicht nur bei den hier beschriebenen, sondern auch wohl bei allen anderen eisenfreien elektrischen Maschinen der Wirkungsgrad gering ist.

Das ausgedehnte, gleichmäßige und etwa 900 elektromotorische Einheiten oder Gauß betragende Magnetfeld eignet sich außer zu

den hier beschriebenen Versuchen auch zu anderen physikalischen Untersuchungen[1]).

3. Durch Einsetzen von vier verschiedenen Rotoren in den beschriebenen Stator können vier verschiedene Maschinen gebildet werden. Soll eine der Maschinen als Generator dienen, so wird auf der Rotorwelle eine große Schnurscheibe befestigt, welche mit einem kleinen Gleichstrommotor durch eine Lederschnur verbunden wird. Die Messung 1. des Umfanges beider Riemenscheiben, 2. der Drehzahl des Motors liefert die sekundliche Drehzahl des Versuchsrotors, die etwa 20 beträgt. Durch Messung und Berechnung

Fig. 3.



Trommelanker mit vier Schleifen und vier Segmenten.

der erzeugten Spannung können die einfachen zur Berechnung dienenden Gleichungen bestätigt werden.

Werden die Maschinen als Motoren gebraucht, so ist die Bürstenspannung viel größer als die geringe elektromotorische Kraft der wenigen Rotorwindungen; ein quantitativer Vergleich der gemessenen Spannung und der berechneten elektromotorischen Kraft ist in diesem Falle zwecklos.

Die einzelnen einzusetzenden Rotoren sind folgende: 1. Rotor mit einer Schleife und zwei Schleifringen (Fig. 1); 2. Rotor mit drei um je 120° versetzten Schleifen und drei Schleifringen; 3. Rotor mit einer Schleife und zwei Kommutatorsegmenten; 4. Trommelanker mit vier Schleifen und vier Kommutatorsegmenten (Fig. 2 und 3).

---

[1]) Durch Wasserkühlung oder, worauf Herr Nernst aufmerksam machte, durch Kühlung mit flüssiger Luft ließe sich das Feld wesentlich verstärken. Bei Anwendung von flüssiger Luft läßt sich der Widerstand der Wickelung auf etwa $1/_{70}$ herabdrücken.

Das Drehstromnetz, welches zum Betriebe des Wechselstrom-Synchronmotors (Rotor 1) oder des Drehstrom-Synchronmotors (Rotor 2) dient, wird von dem eingangs beschriebenen Aggregat III unter Zwischenschaltung eines kleinen Drehstromtransformators (77:11) gespeist. Läßt man das Aggregat langsam laufen, etwa indem man den Trommelanker des Aggregatmotors an 36 anstatt an 220 Volt legt, so genügt ein Anstoß mit der Hand, um die Rotoren in synchronen Lauf zu versetzen.

Damit der Trommelanker mit dem Stator zusammen einen Gleichstrommotor bildet, legt man den Stator wie bei allen anderen Versuchen an 110 Volt, den Rotor an 2, 4 oder 6 Volt.

Zur Theorie der Stossionisation;

von J. Franck und G. Hertz.

(Eingegangen am 21. Dezember 1913.)

In mehreren Arbeiten [1]) haben wir die Gesetze des Zusammenstoßes zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen untersucht. Es hat sich dabei ergeben, daß die Elektronen bei nichtionisierenden Zusammenstößen im allgemeinen von den Gasmolekülen reflektiert werden, daß sie dabei jedoch einen Energieverlust erleiden, der um so größer ist, je größer die Elektronenaffinität des betreffenden Gases ist. Bei den Edelgasen, denen nach Untersuchungen über die elektrische Entladung und über die Ionenbeweglichkeit überhaupt keine Elektronenaffinität zuzuschreiben ist, ist kein Energieverlust nachzuweisen. Die Zusammenstöße sind hier von vollkommen elastischen nicht zu unterscheiden. Wir haben auf die Bedeutung dieser Befunde für die Theorie der Stoßionisation hingewiesen, insbesondere auf den Widerspruch zwischen den neuen Resultaten und den Grundlagen der Townsendschen Theorie. Im folgenden soll dieser Punkt eingehend erörtert und gezeigt werden, daß Versuche über Stoßionisation in Edelgasen eine Prüfung der Richtigkeit unserer Überlegungen ermöglichen.

Man kann die Überlegungen der Townsendschen Theorie in zwei Teile teilen: der erste Teil beschäftigt sich mit der Berechnung der Abhängigkeit des Gesamtstromes vom Elektrodenabstand sowie des Punktes, an welchem die selbständige Entladung einsetzt unter Benutzung zweier für die ionisierende Wirkung der Elektronen und der positiven Ionen charakteristischer Größen α und β. α ist die Zahl der von einem Elektron beim Durchlaufen der Längeneinheit durch Stoß neugebildeten Elektronen, β ist die entsprechende Größe für die positiven Ionen. Da für diesen ersten Teil nur vorausgesetzt wird, daß die Zahl der auf der Längeneinheit neugebildeten Elektronen bzw. positiven Ionen proportional ist der Zahl der vorhandenen, sind die sich hierbei

---

[1]) Literatur s. bei J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 929, 1913; Phys. ZS. **14**, 1115, 1913.

ergebenden Gleichungen überall da gültig, wo der Weg, auf dem ein Elektron oder Ion die zur Ionisation nötige kinetische Energie erwirbt, klein ist gegen den Elektrodenabstand. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, kommt es auf die Vorgänge beim Zusammenstoß nicht mehr an. Nach den Ergebnissen unserer Versuche über den Energieverlust beim Zusammenstoß ist diese Bedingung um so besser erfüllt, je elektronegativer das Gas, je größer der Quotient aus dem Druck des Gases und der Feldstärke ist. Denn beide Einflüsse bewirken, daß eine Akkumulation der zur Ionisation nötigen kinetischen Energie auf einer großen Zahl von freien Wegen unmöglich ist, diese Energie vielmehr auf einem oder wenigen freien Wegen erworben werden muß. In der Tat stimmen gerade die bei hohen Drucken gewonnenen Messungen von BISHOP [1]) mit den Formeln des ersten Teiles der TOWNSENDschen Theorie besonders gut überein. Die schlechteste Übereinstimmung ist bei Edelgasen zu erwarten, da hier die zur Ionisation nötige Energie unabhängig vom Druck auf beliebig vielen freien Wegen erworben werden kann. Durch Messungen in Helium und Neon, über die wir auf dem Wiener Naturforschertag berichten konnten, haben wir das in der Tat völlig abweichende Verhalten der Edelgase gezeigt.

Im zweiten Teil der TOWNSENDschen [2]) Überlegung wird die Abhängigkeit der Größe α von Druck und Feldstärke auf Grund spezieller Voraussetzungen über die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen abgeleitet. Die so gewonnenen Formeln werden benutzt, um aus den experimentell gewonnenen Werten der Größe α die Ionisierungsspannung zu berechnen. Über die Zusammenstöße wird folgendes vorausgesetzt:

1. Übertrifft die Geschwindigkeit des Elektrons die der Ionisierungsspannung entsprechende, so tritt stets Ionisation ein.

2. Genügt die Geschwindigkeit des Elektrons nicht zur Ionisation, so verliert das Elektron beim Zusammenstoß seine ganze Energie.

Man muß aus Versuchen über die Absorption von Kathodenstrahlen [KOSSEL [3]), LENARD] und vor allem der β-Strahlen schließen, daß keineswegs jeder Zusammenstoß, bei dem das Elektron die

---

[1]) BISHOP, Phys. ZS. 12, 1148, 1911.
[2]) FRANCK u. HERTZ, l. c.
[3]) Literatur s. bei KOSSEL, Ann. d. Phys. (4) 37, 393, 1912.

zur Ionisation nötige kinetische Energie besitzt, auch wirklich zur Ionisation führt. Es scheint dabei eine Prädisposition der Moleküle sowie die Stelle, an der das Molekül getroffen wird, eine Rolle zu spielen. BERGEN DAVIS [1]) sucht dieser Tatsache dadurch Rechnung zu tragen, daß er die mechanischen Gesetze für den Stoß elastischer Kugeln mit allen Einzelheiten auf den Zusammenstoß zwischen Elektron und Molekül überträgt. Die Annahme 1. ist daher mit der Wirklichkeit nicht in Übereinstimmung, sondern es wird seltener ionisiert, als es nach dieser Annahme zu erwarten wäre. Hiernach sollten also die auf Grund dieser Annahme berechneten Werte der Ionisierungsspannung zu hoch sein.

Die Annahme 2. steht im Widerspruch mit den Ergebnissen unserer Versuche über Reflexion von Elektronen an Gasmolekülen. Nur in dem Grenzfall äußerst elektronegativer Gase ist es möglich, daß die Elektronen der in Frage kommenden Geschwindigkeiten ihre ganze Energie beim Zusammenstoß verlieren. Mit abnehmender Elektronenaffinität wird die Abweichung der Annahme 2. von der Wirklichkeit immer größer und bei den Edelgasen stellt sie das direkte Gegenteil des tatsächlichen Verhaltens dar, denn hier verlieren die Elektronen beim Zusammenstoß überhaupt keine merkliche Energie. Die Benutzung der Annahme 2. bei der Berechnung der Ionisierungsspannung wird also bewirken, daß die so gefundenen Werte stets zu klein ausfallen, und zwar um so mehr, je kleiner die Elektronenaffinität des betreffenden Gases ist. Faßt man beides zusammen, so muß man erwarten, daß für die elektronegativeren Gase die von TOWNSEND berechneten Werte der Ionisierungsspannung zu hoch sind, während sie für die Edelgase zu klein sind. Ein Vergleich der Werte mit den direkt gemessenen zeigt, daß dies wirklich so ist, wenn die untersuchten Gase rein sind.

Wir hatten die Absicht, die Stoßionisationstheorie unter Berücksichtigung dieser neuen Erfahrungen abzuändern. Es hat sich gezeigt, daß es bisher noch nicht möglich ist, eine solche Theorie aufzustellen, ohne wieder eine Reihe unbewiesener Hypothesen einzuführen. Man bedarf dazu noch der Kenntnis des absoluten Betrages der Ausbeute bei der Ionisation und ihrer Abhängigkeit

---

[1]) BERGEN DAVIS, Ann. d. Phys. (4) **42**, 807, 1913.

von der Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons. Auch die Absolutwerte des Energieverlustes der Elektronen bei den Zusammenstößen mit den Gasmolekülen sind uns bisher nicht genau genug bekannt. Nur in dem Falle der Edelgase wissen wir, daß er den Wert 0 besitzt. Für die anderen Gase ist die für den Mechanismus der Stoßionisation höchst wichtige Abhängigkeit des Energieverlustes von der Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons noch gänzlich unbekannt. Eines jedoch ist sicher und durch unsere Messungen direkt bewiesen: Ein Elektron erwirbt im allgemeinen in nicht sehr elektronegativen Gasen die zur Ionisation nötige Energie auf einer Reihe von freien Wegen. Der Gesamtweg, auf dem diese Energie erworben wird, wird so bei nicht zu hohen Drucken in Gasen geringer Elektronenaffinität und bei Edelgasen bei allen Drucken mit dem Elektrodenabstand vergleichbar sein können. Für diesen Fall verliert also auch der erste Teil der TOWNSENDschen Überlegungen seine Berechtigung. Im folgenden werden wir für den allgemeinen Fall eines Gases von beliebiger Elektronenaffinität und beliebigem Druck die dem ersten Teil, der TOWNSENDschen Theorie entsprechenden Überlegungen durchführen, da dieses auch ohne genaue Kenntnis der Gesetze des Zusammenstoßes zwischen Elektron und Molekül möglich ist.

Wir betrachten in der üblichen Weise einen aus zwei parallelen Platten gebildeten mit Gas gefüllten Kondensator und nehmen an, daß an der einen Platte, etwa durch lichtelektrische Wirkung Elektronen mit verschwindend kleiner Anfangsgeschwindigkeit ausgelöst werden. Die Zahl der in der Zeiteinheit ausgelösten Elektronen sei N. Die Richtung der x-Achse sei die der Plattennormale. Der Nullpunkt liege in der Ebene, von der die Elektronen ausgehen. Lassen wir ein Elektron von einem beliebigen Punkt $x = a$ mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 ausgehen, so soll die Wahrscheinlichkeit, daß dies Elektron zwischen

$$x = a + \xi \quad \text{und} \quad x = a + \xi + d\xi$$

zum ersten Male ionisiert, gegeben sein durch $h_1(\xi)\,d\xi$. Anstatt durch die Konstante α wird also die ionisierende Wirkung der Elektronen im allgemeinen Falle durch die Funktion $h_1(\xi)$ charakterisiert. Diese Funktion, welche als Parameter die Feldstärke, den Druck sowie die in den Gesetzen des Zusammenstoßes zwischen

Elektron und Molekül vorkommenden Konstanten enthält, ist bekannt, sobald diese Gesetze bekannt sein werden. Zur Vereinfachung des Ausdruckes nennen wir alle Elektronen, die von der belichteten Platte ausgegangen sind und noch nicht ionisiert haben, Elektronen erster Art. Wird ein Molekül durch den Stoß eines Elektrons erster Art ionisiert, so nennen wir von diesem Augenblick an die beiden nach dem Stoß vorhandenen Elektronen, sowohl das aus dem Molekül befreite, wie auch das, welches gestoßen hat, Elektronen zweiter Art. Kommt ein Elektron zweiter Art zur Ionisation, so nennen wir nachher die beiden nach dem Stoß vorhandenen Elektronen dritter Art usw. Die Zahl der Elektronen n ter Art, die zwischen x und $x + dx$ zur Ionisation kommen, sei $N . h_n(x) dx$. Die Funktionen $h_n(x)$ sind in einfacher Weise aus $h_1(x)$ zu berechnen. Hierzu betrachten wir die Elektronen n ter Art, die zwischen ξ und $\xi + d\xi$ neu entstehen. Es sind $2 N . h_{n-1}(\xi) d\xi$ [die doppelte Zahl der zur Ionisation kommenden Elektronen $(n-1)$ ter Art]. Um zu erfahren, wie viele von den bei $x = \xi$ entstandenen Elektronen n ter Art zwischen x und $x + dx$ zur Ionisation kommen, haben wir dies mit $h_1(x - \xi) dx$ zu multiplizieren, durch Integration über ξ erhalten wir dann die Gleichung

$$h_n(x) = 2 \int_0^x h_{n-1}(\xi) h_1(x - \xi) d\xi, \tag{1}$$

mit deren Hilfe wir die $h_n(x)$ successive aus $h_1(x)$ berechnen können. Hierbei ist die Annahme gemacht, daß nach der Ionisation das befreite Elektron und das, welches gestoßen hat, keine merkliche kinetische Energie besitzen, wie sich bei unseren Untersuchungen in Edelgasen auch herausgestellt hat.

Um nun den Gesamtstrom, also die Zahl S der durch die Fläche $x = a$ in der Zeiteinheit hindurchtretenden Elektronen zu berechnen, haben wir nur zu bedenken, daß jede Ionisation die Zahl der Elektronen um eins vermehrt. Wir erhalten also

$$S(a) = N\left[1 + \int_0^a \Sigma h_n(x) dx\right]. \tag{2}$$

Um ein Beispiel für die Anwendung dieser Formel zu geben, wollen wir für den Fall eines Edelgases, die Berechnung der Funktionen $h_n(x)$ unter vereinfachenden Annahmen durchführen. Dazu nehmen wir in Übereinstimmung mit dem Experiment an,

daß ein Elektron bei einem nichtionisierenden Zusammenstoß, mit einem Molekül eines Edelgases keine merkliche Energie verliert. Der Tatsache, daß nicht jeder Zusammenstoß, bei dem die Ionisierungsarbeit vorhanden ist, zur Ionisation führt, tragen wir dadurch Rechnung, daß wir annehmen, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einem solchen Stoß ionisiert wird, gleich einer bestimmten Konstanten α ist. Den Quotienten aus Ionisierungsspannung und Feldstärke bezeichnen wir mit v. v ist also der Weg, auf welchem ein Elektron die Ionisierungsspannung durchläuft. Über die Funktion $h_1(x)$ können wir zunächst aussagen, daß

$$h_1 = 0, \quad \text{für } x < v.$$

Zur Berechnung der Funktion

$$h_1(x), \quad \text{für } x \geqq v$$

suchen wir zunächst die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein von $x = 0$ mit der Geschwindigkeit 0 ausgehendes Elektron zwischen x und $x + dx$, beim $n$ten Stoß nach dem Durchtritt durch die Fläche $x = v$, zum ersten Male zur Ionisation kommt. Die Wahrscheinlichkeit, daß die erste Ionisation beim $n$ten Stoß nach dem Durchtritt durch die Fläche $x = v$ erfolgt, ist, wie man leicht einsieht, $\alpha(1 - \alpha)^{n-1}$. Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit dafür, daß der $n$te Stoß zwischen x und $x + dx$ liegt, machen wir die vereinfachende Annahme, daß die Geschwindigkeit eines Elektrons bei einem nichtionisierenden Zusammenstoß keine merkliche Richtungsänderung erleidet. Als Wert der gesuchten Wahrscheinlichkeit ergibt sich dann durch eine einfache gastheoretische Überlegung

$$\frac{1}{\lambda^n} \frac{(x-v)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\frac{x-v}{\lambda}} dx.$$

Hierin bedeutet λ die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron zwischen x und $x + dx$ beim $n$ten Stoß nach dem Durchtritt durch die Fläche $x = v$ zum ersten Male ionisiert, ist das Produkt der beiden Ausdrücke. Durch Summation über alle Werte von n erhalten wir daraus die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron zwischen x und $x + dx$ zum ersten Male ionisiert, und damit die gesuchte Funktion $h_1(x)$. Es ergibt sich so für $x \geqq v$

$$h_1(x) = \frac{\alpha}{\lambda} e^{-\frac{x-v}{\lambda}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{(1-\alpha)(x-v)}{\lambda}\right)^{n-1} \cdot \frac{1}{n!} = \frac{\alpha}{\lambda} e^{-\frac{\alpha(x-v)}{\lambda}}.$$

*

Die Einführung des Wahrscheinlichkeitsfaktors α wirkt also wie eine Vergrößerung der mittleren freien Weglänge im Verhältnis $1/\alpha$. Wir setzen im folgenden $\lambda/\alpha = \lambda'$.

Die Funktionen $h_n(x)$ sind aus $h_1(x)$ durch wiederholte Anwendung der Formel 1) zu berechnen. Es ergibt sich dabei

$$h_n(x) = \frac{2^{n-1}}{(n-1)!\,\lambda'^n}(x - nv)^{n-1}\, e^{-\frac{x-nv}{\lambda'}}, \quad \text{für } x \geqq nv,$$
$$h_n(x) = 0, \quad \text{für } x < nv.$$

Die Gesamtzahl der die Fläche $x = a$ erreichenden Elektronen ergibt sich hieraus nach Formel 2) unter Berücksichtigung der Tatsache, daß $h_n(x) = 0$ für $x < nv$ zu

$$S(a) = N\left(1 + \sum \frac{2^{n-1}}{(n-1)!}\int\limits_0^{\frac{a-nv}{\lambda'}} \xi^{n-1} e^{-\xi}\, d\xi\right),$$

wobei die Summe über alle n zu erstrecken ist, für welche $0 < n < a/v$ ist. Die Formel zeigt, was man qualitativ auch ohne Rechnung ersehen kann, daß die Kurven, die den Strom als Funktion der angelegten Spannung oder des Elektrodenabstandes darstellen, an den Punkten, für die $a = nv$ ist, Knicke haben müssen, die sich mit wachsendem n allmählich verwischen. Daß die Ergebnisse des Experimentes qualitativ mit dieser Theorie übereinstimmen, insbesondere, daß in Edelgasen unabhängig vom Druck Stoßionisation eintritt, sobald die Elektrodenspannung die Ionisierungsspannung übersteigt, sowie daß an den Punkten $a = nv$ Knicke auftreten, haben wir anderenorts gezeigt. Ein genaues Eingehen auf diese Kurven und ein Vergleich mit der theoretischen erübrigt sich hier, da zu einer quantitativen Prüfung der Theorie unsere Messungen bisher noch nicht geeignet sind, da sie wahrscheinlich durch geringe Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen immer noch beeinflußt sind. Die Ansprüche, die hier an die Reinheit der Edelgase gestellt werden, sind nämlich sehr groß, da es nicht genügt, daß einige Elektronen den Weg zwischen den Elektroden ohne Zusammenstoß mit einem elektronegativen Gasmolekül durchlaufen, sondern nur ein verschwindend kleiner Bruchteil der Elektronen derartige Zusammenstöße erleiden darf. Erst durch Messungen in noch reineren Gasen als wir sie bisher benutzt haben, wird es möglich sein, auf die Ausbeute bei der Ionisation

in Edelgasen zu schließen. Hierzu muß die Theorie für die Edelgase streng, also unter Berücksichtigung der Richtungsänderung beim Zusammenstoß durchgeführt werden.

Zum Schluß haben wir zu erwähnen, daß wir unter elastischen Zusammenstößen zwischen den Elektronen und den Atomen der Edelgase solche Zusammenstöße verstehen, bei denen wir einen Energieverlust der Elektronen selbst nach vielen nichtionisierenden Zusammenstößen nicht nachweisen können. Wäre der Stoß tatsächlich elastisch, so würde, wie leicht einzusehen, z. B. im Helium, das Elektron bei jedem Zusammenstoß etwa $^1/_{4000}$ seiner Energie verlieren, was mit unseren Methoden nicht feststellbar ist. Gerade so gut wie durch die Annahme elastischer Zusammenstöße, lassen sich daher die Gesetze der Zusammenstöße der Elektronen mit den Atomen der Edelgase durch die SOMMERFELDsche Modifikation der Quantentheorie wiedergeben. In diesem Falle würden die Zusammenstöße unterhalb der zur Ionisation nötigen Grenzgeschwindigkeit streng ohne jeden Energieverlust verlaufen, während bei der Ionisation das Elektron sein ganzes Energiequantum an das Molekül abgibt und somit in Übereinstimmung mit dem Experiment seine ganze Geschwindigkeit einbüßt. Die obigen Überlegungen sind natürlich unabhängig davon, ob elastische Zusammenstöße oder Stöße ohne jeden Energieverlust vorliegen.

Berlin, Phys. Inst. d. Univ., Dezember 1913.



Bemerkung zur Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld;
von K. Schwarzschild.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Dezember 1913.)

(Vgl. diese Verhandl. **15**, 1271, 1913.)

Herr WARBURG[1]) hat kürzlich gezeigt, daß man aus dem BOHRschen Atommodell eine gewisse, der Größenordnung nach stimmige Analogie zu den Erscheinungen ableiten kann, die Herr J. STARK an den Spektrallinien von Kanalstrahlen entdeckt hat, wenn sie sich in einem starken elektrostatischen Feld bewegen. Bei Herrn WARBURGs Darlegungen bemerkte ich, daß man bei diesen Vorgängen, statt an das BOHRsche Atommodell, auch an ein mechanisches Problem anknüpfen kann, das mir nahe lag infolge der Rolle, die es in der Himmelsmechanik spielt. Man denke eine Spektrallinie erzeugt durch ein Elektron, das unter der elektrostatischen Anziehung einer ruhenden positiven Einheitsladung eine KEPLERsche Bewegung beschreibt. Kommt noch ein äußeres elektrisches Feld hinzu, so wirkt das, wie die Anziehung einer sehr entfernten großen Elektrizitätsmenge. Man hat es mit dem bekannten Problem der Anziehung nach zwei festen Zentren zu tun, mit der Spezialisierung, daß das eine Zentrum sehr weit abrückt.

Es sei vorweg bemerkt, daß die Analogie mit Herrn STARKs Befunden sich bei unserem Problem immerhin nur als eine recht rohe herausstellt, und daß man hier kaum von einer „Theorie" der elektrischen Zerlegung der Spektrallinien reden kann. Man soll aber wohl überall versuchen, mit der klassischen Mechanik und Elektrodynamik weiter zu kommen, bevor man zur Quantentheorie greift, und in diesem Sinne möchte ich mir die folgende Mitteilung erlauben.

Das Problem der Anziehung nach zwei festen Zentren gehört zu den — man kann sagen, eben noch — integrierbaren. Die

---

[1]) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 1259—1266, 1913.

Lösung führt auf elliptische Integrale[1]. Ich hatte nur die bekannten Formeln zu spezialisieren auf den Fall des Abrückens des einen Zentrums und ferner die Voraussetzung einzuführen, daß die von dem entfernten Zentrum ausgeübte Kraft — das äußere elektrische Feld — klein ist, und zwar so klein, daß man die Quadrate dieser Kraft durchweg und ihre erste Potenz überall da vernachlässigen darf, wo sie nicht durch Multiplikation mit der wachsenden Zeit etwas Erhebliches ausmacht, nach astronomischem Sprachgebrauch zu einer „säkularen Störung" führt. Die Rechnung ist umständlich, führt aber zu einem verhältnismäßig einfachen Resultat.

Nennt man μ die Masse, ε die Ladung des Elektrons, f das äußere elektrostatische Feld, das in Richtung der z-Achse liegen möge, so ist das integrierende Gleichungssystem dieses:

$$\mu \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{\varepsilon^2 x}{r^3}, \quad \mu \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{\varepsilon^2 y}{r^3}, \quad \mu \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{\varepsilon^2 z}{r^3} + \varepsilon f. \qquad 1)$$

Die Integration in der bezeichneten Annäherung führt zu folgendem Resultat:

$$\begin{aligned} x &= G_1 \sin v + G_2 \cos v', \\ y &= G_3 \cos v + G_4 \sin v', \\ z &= G_5 + G_6 \sin(v + v') + G_7 \sin(v - v'). \end{aligned}$$

Dabei sind G_1 bis G_7 Konstante. Die Winkel v und v' sind Funktionen der Zeit, und zwar ist v' einfach der Zeit proportional:

$$v' = n't + \text{const.}$$

Der Winkel v wird hingegen aus einer KEPLERschen Gleichung bestimmt:

$$nt = v - e \sin(v + \omega), \qquad 2)$$

wobei e und ω zeitlich veränderlich sind gemäß den Gleichungen:

$$\frac{G_2}{G_1} \cos v' = e \sin \omega \qquad \frac{G_4}{G_3} \sin v' = -e \cos \omega. \qquad 3)$$

Für die „mittleren Bewegungen" n und n' gilt:

$$n' = \frac{3}{2} f \left(\frac{\varepsilon}{\mu^2 n_0}\right)^{1/3}, \; n = n_0 + 2 n' e_0 \sin i_0 \sin \pi_0.$$

[1] Man vgl. CHARLIER, Mechanik des Himmels I, S. 117.

Dabei bedeutet $n_0/2\pi$ die Frequenz, e_0 die Exzentrizität, i_0 die Neigung der Bahn gegen die xy-Ebene, π_0 den Abstand des Perihels vom Knoten für die Ellipse, welche das Elektron beim Eintritt in das elektrische Feld beschreibt.

Eine explizite Darstellung der Koordinaten ist nicht möglich, weil v vermöge der transzendenten Gleichung 2) von t abhängt. Indessen kann man die Lösung in Form bekannter Reihen nach Potenzen von e erhalten. Wenn man in diesen Reihen die zeitliche Veränderlichkeit von e und ω gemäß 3) berücksichtigt, so erhält man bei Vernachlässigung von e^2 Ausdrücke folgender Form:

$$
\begin{aligned}
x &= a_1 \sin nt + a_2 \cos n't + a_3 \cos(2n + n')t + a_4 \cos(2n - n')t \\
y &= b_1 \cos nt + b_2 \sin n't + b_3 \sin(2n + n')t + b_4 \sin(2n - n')t \\
z &= c_1 + c_2 \cos 2n't + c_3 \sin(n + n')t + c_4 \sin(n - n')t + c_5 \cos 2nt \\
&\qquad + c_6 \cos 2(n + n')t + c_7 \cos 2(n - n')t,
\end{aligned}
$$

wobei die Koeffizienten von der Form und Lage der Anfangsellipse abhängen.

Jedes Glied dieser Ausdrücke bedeutet eine Spektrallinie, deren Frequenz erhalten wird, wenn man den Faktor von t durch 2π dividiert. Es ist zu beachten, daß n' sehr klein ist, weil es das äußere Feld f als Faktor hat. Die Glieder zerfallen demnach in solche von sehr langsamer Frequenz n', die keine Spektrallinien im sichtbaren Gebiet geben, solche in der Nähe der ursprünglichen Frequenz (Faktor von t gleich n, $n + n'$, $n - n'$) und solche in der Nähe der Oktaven der ursprünglichen Frequenz. In der Nähe der urprünglichen Frequenz hat man folgende Glieder: $x = a_1 \sin nt$, $y = b_1 \cos nt$, $z = c_3 \sin(n + n')t + c_4 \sin(n - n')t$. Die x- und y-Komponenten liefern Schwingungen senkrecht zum Feld von der Frequenz:

$$\frac{n}{2\pi} = \frac{n_0}{2\pi} + \frac{n' e_0}{\pi} \sin i_0 \sin \pi_0 .$$

Diese Frequenz ist um so weniger gegen die normale verschoben, je kleiner die Ausgangsexzentrizität des Elektrons e_0 ist. Die z-Komponente liefert zwei Schwingungen parallel zum Feld, die symmetrisch zu der Schwingung senkrecht zum Felde liegen. Die Frequenz ist um den Betrag $\pm \frac{n'}{2\pi}$ verschoben.

Dabei ist n' nur abhängig von der Ausgangsfrequenz n_0 und dem äußeren Feld f, aber unabhängig von der Form und Lage der Ellipse, mit der das Elektron in das Feld eintritt.

Man erhält also im ganzen ein symmetrisches Triplet, die mittlere Komponente senkrecht zum Feld, die äußere parallel zum Feld schwingend. Die Verschiebung der mittleren Komponente gegen die normale Lage ist klein im Verhältnis zur Aufspaltung, sobald die Ausgangsexzentrizität des Elektrons klein ist.

Geht man durch die Relation $n = \frac{2\pi V}{\lambda}$ zu Wellenlängen λ über, so findet man aus dem oben angegebenen Wert von n' als entsprechende Wellenlängenänderung:

$$\varDelta\lambda = \pm\frac{3}{8}\left(\frac{4}{\pi^4 V^4}\frac{\varepsilon}{\mu^2}\right)^{1/3} f.\lambda^{7/3}$$

oder numerisch mit $\varepsilon = 4{,}7.10^{-10}$, $\varepsilon/\mu = 5{,}31.10^{17}$:

$$\varDelta\lambda = \pm 1{,}\,17 f.\lambda^{7/3}.$$

Für ein Feld von 13 000 Volt $\times$ cm^{-1} ($f = 43.3$) und $\lambda = 0{,}5.10^{-4}$ cm folgt als Abstand der äußeren Komponenten: $2\varDelta\lambda = 0{,}94$ Å.-E. Das entspricht der Größenordnung der von Herrn STARK beobachteten Aufspaltungen.

Wollte man bei der Entwickelung nach e höhere Potenzen berücksichtigen, so erhielte man weitere Begleiter im mehrfachen des oben berechneten Abstandes und gleichzeitig die höheren Oktaven der Ausgangslinie mit ähnlichen Aufspaltungen.

Als das Gute an dem vorstehenden Modell der Aufspaltung der Spektrallinien kann man es bezeichnen, daß die Aufspaltung Herrn STARKs Beobachtungen entsprechend dem äußeren Feld proportional ist und daß es scharfe polarisierte Spektrallinien gibt, solange nur die Bahnen der Elektronen vor Eintritt in das elektrische Feld eine kleine Exzentrizität haben. Störend ist hingegen das Auftreten der Oktaven der Ausgangslinien, die eine ähnliche Intensität wie die Komponenten der Zerlegung haben sollten. Auch muß bemerkt werden, daß die Vorstellung eines frei nach den KEPLERschen Gesetzen rotierenden und strahlenden Elektrons Schwierigkeiten hat, weil ein solches Elektron, wenn es durch Strahlung seine Energie vermindert, auch seine Periode ändert. Um genügend scharfe Spektrallinien zu erhalten, muß man annehmen, daß die Energieabgabe des einzelnen Elektrons

wesentlich geringer ist, als aus der theoretischen Strahlungsdämpfung folgt[1]).

Man darf sich nicht wundern, daß bei unserer Behandlung eine ähnliche Größenordnung der Aufspaltung resultiert wie bei der an das BOHRsche Modell und damit an das PLANCKsche Wirkungsquantum anknüpfenden Betrachtung von Herrn WARBURG. Es liegt dies an dem allgemeinen Zusammenhang des Wirkungsquantums mit den Spektralserien: Dieser Zusammenhang ist nach Herrn BOHR in geringer Änderung der Schreibweise folgender: Bezeichnet man mit ν die Grenzfrequenz der Wasserstoffserie (365 $\mu\mu$ entsprechend), so gilt:

$$\nu = \frac{1}{2}\pi^2 \frac{\mu \varepsilon^4}{h^3}.$$

Diese Bezeichnung ist identisch mit der Aussage: „Kreist ein Elektron unter der COULOMBschen Anziehung des positiven Elementarquantums und bemißt man den Abstand so, daß die Frequenz gleich der Grenzfrequenz der Wasserstoffserie ist, so ist die kinetische Energie des Elektrons gleich dem PLANCKschen Elementarquantum $h.\nu$“. Wenn man diesen Zusammenhang beachtet, erkennt man leicht, daß die obigen Formeln und die von Herrn WARBURG im Gebiet der sichtbaren Wellenlänge gleiche Größenordnung der Aufspaltung ergeben müssen.

Über die maximale Aufspaltung beim Zeemaneffekt; von K. Schwarzschild.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Dezember 1913.)
(Vgl. diese Verh. 15, 1271, 1913.)

---

§ 1. Bekanntlich zeigen viele Spektrallinien im Magnetfeld genau die Aufspaltung, welche der Bewegung eines Elektrons unter einer nach einem festen Zentrum wirkenden quasielastischen Kraft entspricht. Dieser „normalen“ Aufspaltung stehen zahl-

[1]) Man kann dabei die Energieabgabe immer noch stark genug wählen, um eine Emission des Atoms pro Sekunde von der Größe zu erhalten, wie sie Herr ZAHN kürzlich beobachtet hat.

reiche Fälle gegenüber, wo die Aufspaltung komplizierter ist und wo auch der Abstand der äußersten Komponenten der Zerlegung größer ist als bei normaler Aufspaltung. Indessen ist merkwürdig, daß in den gut beobachteten Typen von Serienlinien die Aufspaltung auch für die äußersten Komponenten nicht über das Doppelte der Normalen hinausgeht.

Herr LORENTZ hat gezeigt, daß man theoretisch zu komplizierteren Aufspaltungen gelangt, wenn man ein ganzes System von Elektronen annimmt, die miteinander gekoppelt sind und unter beliebigen, von den Koordinaten aller schwingenden Teile abhängigen quasielastischen Kräften stehen. Eine Darstellung des Zeemaneffektes nach dieser LORENTZschen Theorie würde unmittelbar ein Molekülmodell im Sinne der klassischen Mechanik und Elektrodynamik liefern. Eine Wiedergabe einzelner konkreter Zerlegungen nach der LORENTZschen Theorie ist aber meines Wissens nie ausgeführt worden.

Herr VOIGT hat die LORENTZsche Theorie erweitert, indem er die Koeffizienten der Koppelungsglieder als beliebig verfügbare Größen behandelt. Die physikalische Verständlichkeit der Theorie wird dadurch, wie Herr VOIGT selbst immer betont, herabgesetzt, aber es ist Herrn VOIGT gelungen, mit Hilfe verhältnismäßig einfacher Koppelungskoeffizienten den ganzen komplizierten Verlauf der Erscheinungen darzustellen, welche die Herren PASCHEN und BACK an den D-Linien und ihren Homologen in wachsenden Magnetfeldern beobachtet haben.

Herr VOIGT nennt seine Theorie gelegentlich die LORENTZsche. Die Verwandtschaft beider Theorien ist aber zunächst doch nur eine formale, ihr Verhältnis ist jedenfalls von vornherein nicht klar zu übersehen. Es sei daher der Name LORENTZsche Theorie festgehalten für die Vorstellung eines nach den Regeln der klassischen Mechanik und Elektrodynamik schwingenden Systems gekoppelter Elektronen, der Name VOIGTsche Theorie für das von Herrn VOIGT aufgestellte Gleichungssystem.

Man kann sich nun die Frage stellen, ob die LORENTZsche Theorie nicht auch bis zur Leistungsfähigkeit der VOIGTschen entwickelt werden kann, ob man etwa die Erscheinungen an den D-Linien wiedergeben kann, wenn man beliebig viele Elektronen mit beliebig komplizierten Koppelungen heranzieht. Herr

SOMMERFELD hat einen Schritt unternommen, der in dieser Richtung liegt. Er hat Analogien nachgewiesen zwischen dem Verhalten eines freien Elektrons im anisotropen quasielastischen Kraftfeld und den von den Herren PASCHEN und BACK in starken Magnetfeldern entdeckten Erscheinungen. Man wird bei einem weiteren Ausbau der LORENTZschen Theorie sich übrigens auch diejenige Erleichterung gestatten wollen, die Herr VOIGT in seiner Theorie einführt, daß man nämlich auf die von Herrn LORENTZ aufgestellte Isotropieforderung verzichtet und eine bestimmte Einstellung des Atoms im äußeren Magnetfeld voraussetzt. Man muß sich dabei freilich bewußt bleiben, daß die Annahme der Einstellung nach Herrn SOMMERFELDs Ausführungen molekularkinetisch nicht unbedenklich ist, mag man nun mit der VOIGTschen oder der LORENTZschen Theorie arbeiten.

Als ich im Sinne der eben genannten Fragestellung den Versuch machte, Modelle für kompliziertere Zeemaneffekte nach der LORENTZschen Theorie zu konstruieren, bemerkte ich einen einfachen Satz, der sich auf die maximale vorkommende Aufspaltung bezieht und der die ganze Frage mit einem Schlag für noch so komplizierte Elektronensysteme zu entscheiden gestattet.

Wie unten bewiesen wird, gibt die LORENTZsche Theorie, wie man die elastischen Kräfte und die Koppelungen auch wählen möge, immer nur Aufspaltungen unterhalb oder gleich der normalen. Da übernormale Aufspaltungen aber häufig sind, so ist damit bewiesen, daß die LORENTZsche Theorie zur Erklärung der Erscheinungen, z. B. auch an den D-Linien, nicht ausreicht und daß die LORENTZsche Theorie von der VOIGTschen prinzipiell verschieden ist, sobald letztere auf Zerlegungen über der normalen angewandt wird.

Um nicht bei diesem rein negativen Resultat stehen zu bleiben, muß man versuchen, die LORENTZsche Theorie so zu erweitern, daß sie größere Aufspaltungen gibt, womöglich ohne aus dem Rahmen der klassischen Mechanik und Elektrodynamik herauszutreten. Man mache die einfache Annahme, daß das Molekül innere unveränderliche Magnetfelder besitzt, die neben etwaigen quasielastischen Kräften auf die Elektronen wirken. Die Einführung der Magnetfelder ist eine Annäherung an die Theorie von W. RITZ, indessen sei nicht etwa, wie bei RITZ, an eine Rotation des Moleküls im äußeren Magnetfeld gedacht, vielmehr

soll das Molekül als Ganzes eine feste Orientierung im Magnetfeld annehmen. Es sollen einfach die LORENTZschen Gleichungen durch Einführung innerer Magnetfelder ergänzt werden. Bei dieser Erweiterung der LORENTZschen Theorie werden einerseits größere Aufspaltungen möglich, andererseits ergibt sich, daß die doppelte normale Aufspaltung das Maximum der möglichen Aufspaltung ist, wenn man nur die Voraussetzung macht, daß die elastischen Kräfte allein, ohne die Magnetfelder, eine stabile Ruhelage aller Elektronen geben oder daß diese Kräfte verschwindend sind.

Durch Einführung innerer Magnetfelder ist die LORENTZsche Theorie also so umgestaltet, daß sie an den maximalen Aufspaltungen keine Schwierigkeit mehr findet, sondern das für Serienlinien anscheinend charakteristische Maximum sogar in einfacher Weise erklärt. Es erhebt sich die neue Frage, die ich noch offen lassen muß, ob die so erweiterte LORENTZsche Theorie bis zur Leistungsfähigkeit der VOIGTschen entwickelt werden kann.

§ 2. Zur Orientierung wird es gut sein, zunächst die Bewegung eines einzelnen freien Elektrons zu betrachten, auf das eine quasielastische Kraft und zugleich ein Magnetfeld wirkt. Die quasielastische Kraft sei gleich k^2 mal dem Abstand vom Nullpunkt, die magnetische Kraft h der z-Achse parallel. Masse und Ladung des Elektrons sowie Lichtgeschwindigkeit werde gleich 1 gesetzt. Die Bewegungsgleichungen lauten dann:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -k^2x - h\frac{dy}{dt}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -k^2y + h\frac{dx}{dt}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = -k^2z. \qquad 1)$$

Setzt man $x + \iota y$ proportional $e^{\iota \nu t}$, so erhält man für ν die Gleichungen:

$$k^2 = \nu^2 - h\nu, \quad \nu = \frac{h}{2} \pm \sqrt{k^2 + \frac{h^2}{4}}. \qquad 2)$$

Wird die magnetische Kraft durch Überlagerung eines äußeren Feldes um Δh vergrößert, so ändert sich die Frequenz ν um den Betrag:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta h}{2}\left\{1 \pm \frac{h}{\sqrt{h^2 + 4k^2}}\right\}. \qquad 3)$$

Für $h = 0$, falls also nur eine quasielastische Kraft wirkt, folgt:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta h}{2}, \qquad 4)$$

das ist die „normale“ Aufspaltung der elementaren Lorentzschen Theorie. Für $k = 0$, wenn also das Elektron in einem reinen Magnetfeld schwingt, folgt:

$$\Delta\nu = \Delta h, \tag{5}$$

also doppelte normale Aufspaltung. Bei Überlagerung von quasielastischen und magnetischen Feld ergeben sich beliebige Aufspaltungen von Null bis zur doppelten normalen.

Mehr als doppelt normale Aufspaltung könnte man erhalten, wenn k^2 negativ wäre, wenn die quasielastischen Kräfte im Punkt $x = y = 0$ eine instabile Gleichgewichtslage des Elektrons ergäben und erst das Hinzutreten des magnetischen Feldes die Möglichkeit einer stabilen Bewegung schüfe. Will man so große Aufspaltungen unter allen Umständen ausschließen, so muß man ausdrücklich annehmen, daß die quasielastischen Kräfte für sich stabile Gleichgewichtslagen der Elektronen geben.

§ 3. Wir behandeln jetzt die Frage der maximalen Aufspaltung in der ursprünglichen Lorentzschen Theorie. Es mögen n Elektronen der Koordinaten $x_\iota, y_\iota, z_\iota$ $(i = 1, 2, \ldots, n)$ um die Ruhelagen $x_\iota = y_\iota = z_\iota = 0$ schwingen unter dem Einfluß eines Potentials U, das von dem Kern des Moleküls und den gegenseitigen Kräften der Elektronen herrührt und eine negative quadratische Funktion der Koordinaten ist. Die Elektronen seien verknüpft durch r Koppelungen:

$$\varphi_\sigma(x_\iota, y_\iota, z_\iota) = 0, \qquad \sigma = 1, 2, \ldots, r, \tag{6}$$

wobei die Funktionen φ_σ linear in den Koordinaten sind. Das die Aufspaltung erzeugende äußere Magnetfeld h sei der z-Achse parallel. Dann lauten die Bewegungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d^2 x_\iota}{dt^2} &= -h\frac{dy_\iota}{dt} + \frac{\partial U}{\partial x_\iota} + \sum_{\sigma=1}^{r} \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x_\iota}, \\
\frac{d^2 y_\iota}{dt^2} &= +h\frac{dx_\iota}{dt} + \frac{\partial U}{\partial y_\iota} + \sum_{\sigma=1}^{r} \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial y_\iota}, \\
\frac{d^2 z_\iota}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial z_\iota} + \sum_{\sigma=1}^{r} \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z_\iota}, \\
&\lambda_\sigma \text{ Lagrangesche Faktoren.}
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Diese Gleichungen sind der allgemeine Ausdruck der LORENTZschen Theorie. Sie lassen sich zusammenfassen in das Variationsprinzip:

$$\left.\begin{aligned}\delta\int_{t_0}^{t_1} dt\left\{U+\frac{1}{2}\sum_\iota\left(\frac{dx_\iota}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy_\iota}{dt}\right)^2+\left(\frac{dz_\iota}{dt}\right)^2\right.\\ \left.-h\left(x_\iota\frac{dy_\iota}{dt}-y_\iota\frac{dx_\iota}{dt}\right)\right\}=0\end{aligned}\right\} \qquad 8)$$

mit den Nebenbedingungen:

$$[\partial x_\iota, \partial y_\iota, \partial z_\iota]_{t_0}^{t_1}=0, \quad \varphi_\sigma(x_\iota, y_\iota, z_\iota)=0. \qquad 8a)$$

Man bestätigt dies ohne weiteres durch Ausführung der Variation.

Es sind nun solche Koordinaten ξ_ν statt der rechtwinkeligen einzuführen, welche den Fundamentalschwingungen des Systems beim Fehlen des äußeren Magnetfeldes h entsprechen. Es sei:

$$x_\iota=\sum_\nu \alpha_{\iota\nu}\xi_\nu, \quad y_\iota=\sum_\nu \beta_{\iota\nu}\xi_\nu, \quad z_\iota=\sum_\nu \gamma_{\iota\nu}\xi_\nu, \quad \nu=1,2,3,\ldots 3n. \qquad 9)$$

Die r letzten Variabeln ξ_ν sollen mit den Funktionen φ_σ übereinstimmen und demnach verschwinden. Es sollen mithin tatsächlich nur $3n-r$ Variable ξ_ν vorkommen.

Es soll ferner für alle Werte der Variabeln, die den Koppelungen genügen, gelten:

$$\sum_\iota x_\iota^2+y_\iota^2+z_\iota^2=\sum_1^{3n-r}\xi_\nu^2, \qquad 10)$$

$$2U=-\sum k_\nu^2\xi_\nu^2, \qquad 11)$$

wobei die k_ν Konstante sind. Nach den bekannten Methoden der Transformation zweier quadratischen Formen werden die Konstanten k_ν und die Koeffizienten $\alpha_{\iota\nu}$, $\beta_{\iota\nu}$, $\gamma_{\iota\nu}$ bestimmt. Jedes ξ_ν entspricht dann in der Tat einer Fundamentalschwingung des Systems von der Frequenz $k_\nu/2\pi$. Herr LORENTZ nimmt an, daß die Frequenzen im ungestörten Zustand alle gleich sind ($k_1=k_2=\cdots=k_\nu=k$), daß man es mit einer isolierten Linie zu tun hat, die nur nach der Zahl der Freiheitsgrade, die in ihr schwingen, als vielfach zu zählen hat.

Wir gehen gleich weiter zu der durch das äußere Magnetfeld h gestörten Bewegung, indem wir die neuen Variabeln ξ_ν in das Variationsprinzip 8) einführen.

Infolge der Linearität aller Gleichungen hängt $\frac{dx_\iota}{dt}, \frac{dy_\iota}{dt}\dots$ genau von den $\frac{d\xi_\nu}{dt}$ ab, wie $x_\iota, y_\iota\dots$ von den ξ_ν. Es ist also:

$$\sum_\iota \left(\frac{dx_\iota}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_\iota}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_\iota}{dt}\right)^2 = \sum_\nu \left(\frac{d\xi_\nu}{dt}\right)^2. \tag{12}$$

Dies zusammen mit 11) gibt die beiden ersten Terme der zu variierenden Funktion durch die neuen Variabeln ausgedrückt. Es bleibt das mit h multiplizierte Glied übrig. Wir wollen setzen:

$$\sum_\iota \left(x_\iota \frac{dy_\iota}{dt} - y_\iota \frac{dx_\iota}{dt}\right) = \sum_\nu \vartheta_\nu \frac{d\xi_\nu}{dt}. \tag{13}$$

Dann sind die Größen ϑ_ν lineare Funktionen der ξ_ν. Das Variationsprinzip wird damit:

$$\left.\begin{aligned} &\delta \int_{t_0}^{t_1} dt \sum_\nu \left\{\frac{1}{2}\left(\frac{d\xi_\nu}{dt}\right)^2 - \frac{1}{2} k_\nu^2 \xi_\nu^2 - \frac{h}{2} \vartheta_\nu \frac{d\xi_\nu}{dt}\right\} = 0, \\ &\left[\partial \xi_\nu\right]_{t_0}^{t_1} = 0, \quad \nu = 1, 2, \dots, 3n - r. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Die Ausführung der Variation liefert:

$$\frac{d^2\xi_\mu}{dt^2} = -k_\mu^2 \xi_\mu + \frac{h}{2}\frac{d\vartheta_\mu}{dt} - \frac{h}{2}\sum_\nu \frac{\partial \vartheta_\nu}{\partial \xi_\mu}\frac{d\xi_\nu}{dt}. \tag{15}$$

Die letzte Summe in diesem Ausdruck hat einen einfachen Wert, den man folgendermaßen findet:

Die Gleichung 13) gilt für beliebige zeitliche Änderungen von $\xi_\nu, x_\iota, y_\iota$, die nur zusammengehören, den Gleichungen 9) genügen müssen. Setzen wir $\frac{d\xi_\nu}{dt} = \xi_\nu$, so folgt $\frac{dx_\iota}{dt} = x_\iota, \frac{dy_\iota}{dt} = y_\iota$. Bei diesem speziellen Ansatz der zeitlichen Änderungen geht aber 13) über in:

$$0 = \sum_\nu \vartheta_\nu \xi_\nu. \tag{16}$$

Die partielle Differentiation dieser Relation nach ξ_μ gibt:

$$0 = \vartheta_\mu + \sum_\nu \frac{\partial \vartheta_\nu}{\partial \xi_\mu} \xi_\nu. \tag{17}$$

Die Differentialquotienten $\frac{\partial \vartheta_\nu}{\partial \xi_\mu}$ sind wegen der linearen Abhängigkeit der ϑ von den ξ Konstanten. Differentiiert man die vorstehende Gleichung nach der Zeit, so folgt daher:

$$0 = \frac{d\vartheta_\mu}{dt} + \sum_\nu \frac{\partial \vartheta_\nu}{\partial \xi_\mu} \frac{d\xi_\nu}{dt}. \qquad 18)$$

Damit ist aber der Wert der in 15) auftretenden Summe gefunden. Die Bewegungsgleichungen werden einfach:

$$\frac{d^2\xi_\mu}{dt^2} = -k_\mu^2 \xi_\mu + h\frac{d\vartheta_\mu}{dt}. \qquad 19)$$

Wenn man die Bewegungsgleichungen im einzelnen bilden und lösen will, so hat man die Größe $\sum x_\iota \frac{dy_\iota}{dt} - y_\iota \frac{dx_\iota}{dt}$ wirklich durch die ξ und ihre Derivierten auszudrücken und daraus abzulesen, welche linearen Funktionen von ξ die ϑ sind. Da wir hier nur die Ableitung einer oberen Grenze der möglichen Aufspaltung zum Ziel haben, können wir auf eine weitere Zerlegung der Gleichung 13) verzichten.

Wir denken uns eine Partikularlösung der Gleichungen von der Frequenz $n/2\pi$ gefunden, welche folgende Form haben wird:

$$\left.\begin{aligned} \xi_\nu &= a_\nu \cos nt + b_\nu \sin nt, \\ \vartheta_\nu &= f_\nu \cos nt + g_\nu \sin nt, \\ x_\iota &= A_\iota \cos nt + B_\iota \sin nt, \\ y_\iota &= C_\iota \cos nt + D_\iota \sin nt, \\ z_\iota &= E_\iota \cos nt + F_\iota \sin nt. \end{aligned}\right\} \qquad 20)$$

Zwischen den Koeffizienten a_ν, f_ν, A_ι usw. bestehen dann Relationen, die durch die Gleichungen 9), 10), 11), 13), 19) bedingt sind und die wir, soweit sie erforderlich sind, anschreiben wollen.

Die Bewegungsgleichungen 19) liefern durch Abtrennung der Glieder mit $\cos nt$ und $\sin nt$:

$$\left.\begin{aligned} a_\nu(k_\nu^2 - n^2) &= -hng_\nu, \\ b_\nu(k_\nu^2 - n^2) &= +hnf_\nu. \end{aligned}\right\} \qquad 21)$$

Aus 10) folgt:

$$\left.\begin{aligned} \sum_\iota A_\iota^2 + C_\iota^2 + E_\iota^2 &= \sum a_\nu^2, \\ \sum_\iota B_\iota^2 + D_\iota^2 + F_\iota^2 &= \sum b_\nu^2. \end{aligned}\right\} \qquad 22)$$

Aus 13) folgt:

$$\left.\begin{aligned}\sum_\iota (A_\iota D_\iota - B_\iota C_\iota) &= \Sigma f_\nu b_\nu = -\Sigma a_\nu g_\nu \\ &= \sum \frac{k_\nu^2 - n^2}{hn} b_\nu^2 = \sum \frac{k_\nu^2 - n^2}{hn} a_\nu^2,\end{aligned}\right\} \tag{23}$$

oder

$$2\sum_\iota (A_\iota D_\iota - B_\iota C_\iota) = \sum \frac{k_\nu^2 - n^2}{hn} (a_\nu^2 + b_\nu^2). \tag{24}$$

Nun gilt für beliebige reelle Größen u, v:

$$|2uv| < u^2 + v^2.$$

Demnach:

$$|2\sum_\iota (A_\iota D_\iota - B_\iota C_\iota)| < \Sigma A_\iota^2 + B_\iota^2 + C_\iota^2 + D_\iota^2,$$

und nach 22):

$$< \Sigma (a_\nu^2 + b_\nu^2).$$

Mithin nach 24):

$$\left|\sum \frac{k_\nu^2 - n^2}{hn} (a_\nu^2 + b_\nu^2)\right| < \sum (a_\nu^2 + b_\nu^2). \tag{25}$$

Setzen wir die Frequenzen ohne äußeres Magnetfeld alle als gleich voraus ($k_\nu = k$), so folgt:

$$\left|\frac{k^2 - n^2}{hn}\right| < 1.$$

Für kleines h ist nahe:

$$\frac{k^2 - n^2}{hn} = (k - n)\frac{(k+n)}{hn} = 2\frac{(k-n)}{h},$$

mithin:

$$|n - k| < \frac{h}{2}. \tag{26}$$

Die Aufspaltung ist stets kleiner als die normale Aufspaltung $h/2$.

Man sieht übrigens leicht, daß der Schluß auch noch gültig bleibt, falls zwei oder mehr Frequenzen k_ν gleich, die übrigen davon verschieden sind, wenn man nur Glieder von der Ordnung des Quadrates der störenden magnetischen Kraft h vernachlässigt.

Daraus ergibt sich die Unzulänglichkeit der ursprünglichen Lorentzschen Theorie gegenüber den vielen über die normale hinausgehenden Aufspaltungen.

§ 4. Die Lorentzsche Theorie soll nunmehr erweitert werden durch die Annahme, daß jedes Elektron außer den bisher be-

trachteten Kräften noch einem besonderen magnetischen Feld unterworfen ist, das im Atom seinen Sitz hat und dessen Komponenten nach den drei Koordinatenrichtungen gleich A_ι, B_ι, Γ_ι sind. Dann erhalten die drei Bewegungsgleichungen 7) jedes Elektrons auf der rechten Seite den Zusatz bzw.:

$$B_\iota \frac{dz_\iota}{dt} - \Gamma_\iota \frac{dy_\iota}{dt},$$

$$\Gamma_\iota \frac{dx_\iota}{dt} - A_\iota \frac{dz_\iota}{dt},$$

$$A_\iota \frac{dy_\iota}{dt} - B_\iota \frac{dx_\iota}{dt}.$$

Das Variationsprinzip lautet:

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} L\,dt = 0,$$

mit den Zusatzbedingungen:

$$[\partial x_\iota, \partial y_\iota, \partial z_\iota]_{t_0}^{t_1} = 0, \quad \varphi_\sigma(x_\iota, y_\iota, z_\iota) = 0,$$

und dabei ist:

$$2L = 2U + \sum_\iota \left(\frac{dx_\iota}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_\iota}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_\iota}{dt}\right)^2$$
$$- (\Gamma_\iota + h)\left(x_\iota \frac{dy_\iota}{dt} - y_\iota \frac{dx_\iota}{dt}\right) - A_\iota\left(y_\iota \frac{dz_\iota}{dt} - z_\iota \frac{dy_\iota}{dt}\right)$$
$$- B_\iota\left(z_\iota \frac{dx_\iota}{dt} - x_\iota \frac{dz_\iota}{dt}\right). \qquad 27)$$

Bezeichnet man den zeitlichen Differentialquotienten jeder Variablen durch einen darüber gesetzten Punkt, so lassen sich die Bewegungsgleichungen schreiben:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\iota} = \frac{\partial L}{\partial x_\iota} + \sum_\sigma \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi_\sigma}{\partial x_\iota} \qquad 28)$$

nebst den analogen für die anderen Koordinatenrichtungen.

In diesem Fall treten auch im ungestörten Problem (äußere magnetische Kraft $h = 0$) in L Produkte der Koordinaten und ihrer Geschwindigkeiten auf. Um hier in übersichtlicher Weise zu den Fundamentalschwingungen zu gelangen, gehe man in drei Schritten vor. Man führe zunächst Variable ein, die beim

Weglassen der Koppelungen kanonische Variable wären. Man setze:

$$\left.\begin{aligned}\xi_\iota &= \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\iota} = \dot{x}_\iota + \frac{1}{2}\left[(\Gamma_\iota + h)\, y_\iota - B_\iota z_\iota\right],\\ \eta_\iota &= \frac{\partial L}{\partial \dot{y}_\iota} = \dot{y}_\iota + \frac{1}{2}\left[A_\iota z_\iota - (\Gamma_\iota + h)\, x_\iota\right],\\ \zeta_\iota &= \frac{\partial L}{\partial \dot{z}_\iota} = \dot{z}_\iota + \frac{1}{2}\left[B_\iota x_\iota - A_\iota y_\iota\right].\end{aligned}\right\} \tag{29}$$

Dann lauten die Bewegungsgleichungen:

$$\dot{\xi}_\iota = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\iota} + \sum \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi_\sigma}{\partial x_\iota}. \tag{30}$$

Wir wollen im folgenden zur Vereinfachung überall nur die x-Koordinate anschreiben.

In der Nachbarschaft einer Bahnkurve des Systems wird

$$\delta L = \sum_\iota \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\iota}\delta \dot{x}_\iota + \frac{\partial L}{\partial x_\iota}\delta x_\iota = \sum_\iota \left(\xi_\iota \delta \dot{x}_\iota + \dot{\xi}_\iota \delta x_\iota - \sum_\iota \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi_\sigma}{\partial x_\iota}\delta x_\iota\right)$$

oder

$$\delta L = \sum_\iota \left\{\delta(\xi_\iota \dot{x}_\iota) + \dot{\xi}_\iota \delta x_\iota - \dot{x}_\iota \delta \xi_\iota - \sum_\sigma \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi_\sigma}{\partial x_\iota}\delta x_\iota\right\}.$$

Setzt man nun:

$$H = L - \sum_\iota \xi_\iota \dot{x}_\iota, \tag{31}$$

so folgt:

$$\delta H = \sum_\iota \left(\dot{\xi}_\iota \delta x_\iota - \dot{x}_\iota \delta \xi_\iota - \sum_\sigma \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi_\sigma}{\partial x_\iota}\delta x_\iota\right).$$

Wenn man demnach H als Funktion der x_ι und ξ_ι ausdrückt, indem man $\dot{x}_\iota$ mittels der Gleichungen $\xi_\iota = \frac{\partial L}{\partial x_\iota}$ eliminiert, so folgt für die Bewegungsgleichungen:

$$\dot{x}_\iota = -\frac{\partial H}{\partial \xi_\iota}, \quad \dot{\xi}_\iota = \frac{\partial H}{\partial x_\iota} + \sum \lambda_\sigma \frac{\partial \varphi_\sigma}{\partial x_\iota}.$$

Das Variationsprinzip geht über in das folgende:

$$\delta \int_{t_1}^{t_0} dt\left[H + \sum_\iota \xi_\iota \dot{x}_\iota\right] = 0 \tag{32}$$

mit den Nebenbedingungen:

$$\varphi_\sigma(x_\iota) = 0, \quad \left[\delta x_\iota\right]_{t_0}^{t_1} = 0.$$

Der zweite Schritt besteht in einer Transformation auf neue Variable p_ν, q_ν, bei welchen die Koppelungsgleichungen die einfache Form $p_1 = p_2 \cdots = p_r = 0$ annehmen. Man setze zu diesem Zweck:

$$p_\nu = \sum_{\iota=1}^{n} \alpha_{\iota\nu} x_\iota, \quad \nu = 1, 2, \ldots r \tag{33}$$

und wähle die Koeffizienten für die ersten r Variabeln so, daß sie mit den Koeffizienten der Koppelungsgleichungen identisch werden:

$$p_1 = \varphi_1(x_\iota), \quad p_2 = \varphi_2(x_\iota) \ldots, \quad p_r = \varphi_r(x_\iota). \tag{34}$$

Die Koeffizienten α der übrigen Gleichungen können beliebig gewählt werden. Man setze ferner:

$$\xi_\iota = \sum_{\iota=1}^{n} \alpha_{\iota\nu} q_\nu \tag{35}$$

und definiere auf diese Weise die q_ν als Funktion der ξ_ι. Es gilt dann, wie man durch Bildung der Produkte sofort sieht,

$$\sum x_\iota \xi_\iota = \sum p_\nu q_\nu, \tag{36}$$

und natürlich auch:

$$\sum_\iota \dot{x}_\iota \xi_\iota = \sum_\nu \dot{p}_\nu q_\nu.$$

Für koppelungsfreie Variable wäre dies wieder eine kanonische Transformation.

Das Variationsprinzip geht über in:

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} dt \left[H + \sum_\nu \dot{p}_\nu q_\nu\right] = 0 \tag{37}$$

mit den Nebenbedingungen:

$$\left[\delta p_\nu\right]_{t_0}^{t_1} = 0, \qquad p_1 = p_2 \ldots = p_r = 0.$$

Wir wollen einen Index ν von 1 bis r mit μ, einen Index ν von $r+1$ bis n mit λ bezeichnen. Für die Bewegungsgleichungen folgt durch Ausführung der Variation nach den p_ν und q_ν mit größerem Index als ν, also nach p_λ, q_λ:

$$\left.\begin{aligned} \dot{p}_\lambda &= -\frac{\partial H}{\partial q_\lambda} \\ \dot{q}_\lambda &= \frac{\partial H}{\partial p_\lambda} \end{aligned}\right\} \lambda = r+1, \ldots n \tag{38}$$

Die gekoppelten p_μ sind nicht zu variieren. Für die entsprechenden $q_\mu (\nu \leqq r)$ gibt die Variation:

$$\dot{p}_\mu = -\frac{\partial H}{\partial q_\mu} = 0, \qquad \mu = 1, 2, \ldots r. \tag{39)}$$

Man kann mit Hilfe letzterer Gleichungen die q_μ als Funktion der p_λ und q_λ darstellen und die Werte in H einsetzen. Setzt man zugleich in H bereits die $p_\mu = 0$, so wird H eine Funktion der koppelungsfreien Variabeln p_λ, q_λ, die mit $\overline{H}$ bezeichnet werden möge. Da:

$$\frac{\partial \overline{H}}{\partial q_\lambda} = \frac{\partial H}{\partial q_\lambda} + \sum_\mu \frac{\partial H}{\partial q_\mu}\frac{\partial q_\mu}{\partial q_\lambda} = \frac{\partial H}{\partial q_\lambda}$$

ist, so lauten die Bewegungsgleichungen für die übrig bleibenden Variabeln p_λ, q_λ:

$$\dot{p}_\lambda = -\frac{\partial H}{\partial q_\lambda}, \qquad \dot{q}_\lambda = \frac{\partial H}{\partial q_\lambda}, \qquad \lambda = r+1, \ldots n \tag{40)}$$

und das Variationsprinzip wird:

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} dt \left[\overline{H} + \sum_\lambda \dot{p}_\lambda q_\lambda\right] = 0 \tag{41)}$$

mit den alleinigen Nebenbedingungen:

$$\left[\delta p_\lambda\right]_{t_0}^{t_1} = 0.$$

Wir erhalten mithin für die übrig bleibenden Variabeln p_λ, q_λ ein wirkliches kanonisches Gleichungssystem.

Es ist für das Folgende noch besonders zu beachten, wie sich die Abhängigkeit vom störenden magnetischen Feld, vom Parameter h, beim Übergang zu $\overline{H}$ gestaltet. Es sei $H = H_1 + h H_2$, wo der zweite Term alle von h abhängigen Glieder enthalte.

Wir haben die q_μ zu eliminieren aus den Gleichungen 39):

$$0 = \frac{\partial H_1}{\partial q_\mu} + h \frac{\partial H_2}{\partial q_\mu}.$$

Wir wollen setzen:

$$q_\mu = q_\mu^1 + h q_\mu^2,$$

wobei q_μ^1 die Lösung der Gleichungen:

$$0 = \frac{\partial H_1}{\partial q_\mu} \tag{42)}$$

sein soll. Es wird dann unter Vernachlässigung von h^2:

$$\begin{aligned}\overline{H} &= H_1(p_\lambda, q_\lambda, p_\mu, q_\mu) + h H_2(p_\lambda, q_\lambda, p_\mu, q_\mu)\\ &= H_1(p_\lambda, q_\lambda, 0, q_\mu^1 + h q_\mu^2) + h H_2(p_\lambda, q_\lambda, 0, q_\mu^1)\\ &= H_1(p_\lambda, q_\lambda, 0, q_\mu^1) + h H_2(p_\lambda, q_\lambda, 0, q_\mu^1) + \sum h q_\mu^2 \frac{\partial H_1}{\partial q_\mu}\end{aligned}$$

oder nach 42):

$$\overline{H} = H_1(p_\lambda, q_\lambda, 0, q_\mu^1) + h H_2(p_\lambda, q_\lambda, 0, q_\mu^1).$$

Schreiben wir:

$$\overline{H} = \overline{H}_1 + h \overline{H}_2,$$

so folgt:

$\overline{H}_2$ hat (bis auf Glieder höherer Ordnung in h) denselben Wert wie H_2.

Der letzte Schritt, den wir vorzunehmen haben, besteht in einem Übergang zu neuen kanonischen Variabeln s_ϱ, t_ϱ, der $\overline{H}_1$ in eine Summe von reinen Quadraten verwandelt. Es sei:

$$\overline{H}_1(p_\lambda, q_\lambda) = -\sum_\varrho \frac{k_\varrho}{2}(s_\varrho^2 + t_\varrho^2) \qquad 43)$$

$$\sum_\lambda \delta p_\lambda q_\lambda = \sum_\varrho \delta s_\varrho t_\varrho + \delta S \qquad 44)$$

In der zweiten Gleichung ist δS die totale Variation einer beliebigen Funktion der alten und neuen Variabeln. Diese zweite Gleichung ist die bekannte Bedingung dafür, daß s_ϱ, t_ϱ wieder kanonische Variable werden. Die Bestimmung einer kanonischen Transformation, welche $\overline{H}_1$ in eine Summe reiner Quadrate verwandelt, ist identisch mit der Bestimmung der Fundamentalschwingungen des linearen Differentialgleichungssystems mit konstanten Koeffizienten:

$$\dot{p}_\lambda = -\frac{\partial \overline{H}_1}{\partial q_\lambda}, \quad \dot{q}_\lambda = \frac{\partial \overline{H}_1}{\partial p_\lambda}.$$

Ist durch Lösung dieser Aufgabe das System s_ϱ, t_ϱ der neuen Variabeln gefunden, so gilt für sie das Variationsprinzip:

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} dt \left[h \overline{H}_2 - \sum_\varrho \frac{k_\varrho}{2}(s_\varrho^2 + t_\varrho^2) + \sum_\varrho \dot{s}_\varrho t_\varrho\right] = 0$$

mit den Nebenbedingungen:

$$[\delta s_\varrho]_{t_0}^{t_1} = 0.$$

Aus demselben folgen die Gleichungen:

$$\dot{s}_\varrho = k_\varrho t_\varrho - h\frac{\partial \overline{H}_2}{\partial t_\varrho}, \quad \dot{t}_\varrho = -k_\varrho s_\varrho + h\frac{\partial \overline{H}_2}{\partial t_\varrho} \tag{45}$$

die für $h = 0$, wie es sein muß, für s_ϱ und t_ϱ eine harmonische Schwingung von der Frequenz $\frac{k_\varrho}{2\pi}$ liefern und deren vollständige Lösung den Einfluß des magnetischen Feldes h ergibt.

Wir kehren nun zum Gebrauch aller drei Koordinatenrichtungen zurück. Wir haben dann, statt 31), zu bilden:

$$H = L - \sum_\iota (\xi_\iota \dot{x}_\iota + \eta_\iota \dot{y}_\iota + \zeta_\iota \dot{z}_\iota)$$

und hieraus $\dot{x}_\iota$, $\dot{y}_\iota$, $\dot{z}_\iota$ mit Hilfe der Gleichungen 29) zu eliminieren. Multipliziert man diese Gleichungen der Reihe nach mit $\dot{x}_\iota$, $\dot{y}_\iota$, $\dot{z}_\iota$, addiert und zieht dies Resultat von 27) ab, so folgt:

$$H = U - \tfrac{1}{2}\sum_\iota (\dot{x}_\iota^2 + \dot{y}_\iota^2 + \dot{z}_\iota^2) \tag{46}$$

oder:

$$H = U - \tfrac{1}{2}\sum_\iota (\xi_\iota + \tfrac{1}{2}B_\iota z_\iota - \tfrac{1}{2}\Gamma_\iota y_\iota - \tfrac{1}{2}h y_\iota)^2 + (\eta_\iota + \tfrac{1}{2}\Gamma_\iota x_\iota - \tfrac{1}{2}A_\iota z_\iota + \tfrac{1}{2}h x_\iota)^2 + (\zeta_\iota + \tfrac{1}{2}B_\iota x_\iota - \tfrac{1}{2}A_\iota y_\iota)^2.$$

Trennen wir hier alle Glieder ab, die den Faktor h enthalten, und setzen demgemäß:

$$H = H_1 + hH_2,$$

so gilt:

$$H_2 = \sum_\iota \tfrac{1}{2}(\xi_\iota y_\iota - \eta_\iota x_\iota) + \frac{z_\iota}{4}(A_\iota x_\iota + B_\iota y_\iota) - \frac{2\Gamma_\iota + h}{8}(x_\iota^2 + y_\iota^2)$$

oder auf 29) zurückgreifend:

$$H_2 = \tfrac{1}{2}\sum (y_\iota \dot{x}_\iota - x_\iota \dot{y}_\iota) + \frac{h}{8}\sum (x_\iota^2 + y_\iota^2)$$

und daraus auf Grund des oben bewiesenen Satzes:

$$\overline{H}_2 = \tfrac{1}{2}\sum_\iota (y_\iota \dot{x}_\iota - x_\iota \dot{y}_\iota) + \text{Glieder der Ordnung } h. \tag{47}$$

Damit sind alle Vorbereitungen getroffen, um, ähnlich wie im früheren Fall, die maximale Aufspaltung ableiten zu können.

Eine Partikularlösung des schließlich entstehenden Gleichungssystems 45) von der Frequenz n laute:

$$s_\varrho = a_\varrho \cos nt + b_\varrho \sin nt, \quad t_\varrho = c_\varrho \cos nt + d_\varrho \sin nt. \tag{48}$$

Beim Einsetzen dieser Lösung werde:

$$\left.\begin{array}{c} x_\iota = A_\iota \cos nt + B_\iota \sin nt, \quad y_\iota = C_\iota \cos nt + D_\iota \sin nt, \\ z_\iota = E_\iota \cos nt + F_\iota \sin nt, \end{array}\right\} \quad 49)$$

ferner:

$$\frac{\partial \overline{H}_2}{\partial s_\varrho} = P_\varrho \cos nt + Q_\varrho \sin nt, \quad \frac{\partial \overline{H}_2}{\partial t_\varrho} = R_\varrho \cos nt + S_\varrho \sin nt. \quad 50)$$

Da $\overline{H}_2$ eine homogene quadratische Funktion der Variabeln s_ϱ, t_ϱ ist, so gilt dabei:

$$2\overline{H}_2 = \sum_\varrho s_\varrho \frac{\partial \overline{H}_2}{\partial s_\varrho} + t_\varrho \frac{\partial \overline{H}_2}{\partial t_\varrho} = \cos^2 nt \sum (a_\varrho P_\varrho + c_\varrho R_\varrho)$$
$$+ \sin^2 nt \sum (b_\varrho Q_\varrho + d_\varrho S_\varrho) + \sin nt \cos nt \sum (a_\varrho Q_\varrho$$
$$+ b_\varrho^{\mathfrak{l}} P_\varrho + c_\varrho S_\varrho + d_\varrho R_\varrho).$$

Andererseits folgt aus 47) beim Einsetzen der Ausdrücke 49):

$$2\overline{H}_2 = n \sum_\iota (C_\iota B_\iota - A_\iota D_\iota) + \text{Glieder der Ordnung } h. \quad 51)$$

Die Vergleichung mit dem vorstehenden Ausdruck von $2\overline{H}_2$ erfordert bis auf Glieder der Ordnung h:

$$n \sum_\iota (C_\iota B_\iota - A_\iota D_\iota) = \sum a_\varrho P_\varrho + c_\varrho R_\varrho = \sum b_\varrho Q_\varrho + d_\varrho S_\varrho \quad 52)$$

Die Bewegungsgleichungen 45) geben beim Einsetzen von 48) und 50):

$$\begin{array}{ll} n b_\varrho = k_\varrho c_\varrho - h R_\varrho, & n d_\varrho = -k_\varrho a_\varrho + h P_\varrho \\ -n a_\varrho = k_\varrho d_\varrho - h S_\varrho, & -n c_\varrho^{\mathfrak{l}} = -k_\varrho b_\varrho + h Q_\varrho \end{array}$$

oder quadriert und addiert:

$$\sum_\varrho (n^2 - k_\varrho^2)(a_\varrho^2 + b_\varrho^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2) = -2h \sum_\varrho (a_\varrho P_\varrho + b_\varrho Q_\varrho + c_\varrho R_\varrho$$
$$+ d_\varrho H_\varrho) + \text{Glieder der Ordnung } h^2$$

oder nach 52):

$$\sum_\varrho (n^2 - k^2)(a_\varrho^2 + b_\varrho^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2) = -4hn \sum_\iota (C_\iota B_\iota - A_\iota D_\iota)$$
$$+ \text{Glieder der Ordnung } h^2.$$

Da für beliebige Werte der vorkommenden Größen:

$$|2 \sum (C_\iota B_\iota - A_\iota D_\iota)| < \sum A_\iota^2 + B_\iota^2 + C_\iota^2 + D_\iota^2$$

ist, so erhalten wir die erste Ungleichung:

$$\sum_\varrho (n^2 - k_\varrho^2)(a_\varrho^2 + b_\varrho^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2)| < 2hn \sum_\iota (A_\iota^2 + B_\iota^2 + C_\iota^2 + D_\iota^2)$$
$$+ \text{Glieder der Ordnung } h^2.$$

Eine zweite Ungleichung erhalten wir, wenn wir die Transformation der Funktion H aus ihrem Ausdruck 46) in den alten Variabeln in den Ausdruck 43) in den neuen Variabeln betrachten. Es ist danach:

$$H = U - \frac{1}{2}\Sigma(\dot{x}_\iota^2 + \dot{y}_\iota^2 + \dot{z}_\iota^2) = -\frac{1}{2}\sum_\varrho k_\varrho (s^2 + t_\varrho^2)$$
$$+ \text{ Glieder der Ordnung } h.$$

Wir wollen die oben erwähnte Voraussetzung einführen, daß U stets negativ oder Null ist, daß die Elektronen unter dem Einfluß nur der quasielastischen Kräfte bei Fortfall aller magnetischen Felder in stabilem Gleichgewicht wären, oder daß die quasielastischen Kräfte verschwinden. Dann folgt, daß alle k_ϱ positiv sein müssen. Ferner folgt:

$$\Sigma(\dot{x}_\iota^2 + \dot{y}_\iota^2 + \dot{z}_\iota^2) < \Sigma k_\varrho (s_\varrho^2 + t_\varrho^2) + \text{ Glieder der Ordnung } h$$

oder bei Einführung der Ausdrücke 48), 49):

$$\sum_\iota A_\iota^2 + B_\iota^2 + C_\iota^2 + D_\iota^2 + E_\iota^2 + F_\iota^2 < \Sigma k_\varrho (a_\varrho^2 + b_\varrho^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2)$$
$$+ \text{ Glieder der Ordnung } h,$$

mithin erst recht:

$$\sum_\iota A_\iota^2 + B_\iota^2 + C_{\iota}^2 + D_\iota^2 < \sum_\varrho k_\varrho (a^2 + b^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2)$$
$$+ \text{ Glieder der Ordnung } h.$$

Führt man diese zweite Ungleichung in die obige erste ein, so folgt:

$$\sum_\varrho (n^2 - k_\varrho^2)(a_\varrho^2 + b^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2)| < 2hn \sum_\varrho k_\varrho (a_\varrho^2 + b_\varrho^2 + c_\varrho^2 + d_\varrho^2)$$
$$+ \text{ Glieder der Ordnung } h^2.$$

Sind nun die Fundamentschwingungen des ungestörten Systems alle gleich ($k_\varrho = k$), so ergibt sich:

$$|n^2 - k^2| < 2hnk + \text{ Glieder der Ordnung } h^2$$

und daraus für kleine h:

$$|n - k| < hn \quad q.e.d.$$

Potsdam, Dez. 1913. Astrophysikalisches Observatorium.

Kanonische Zustandsgleichung fester Körper; von K. Eisenmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Dezember 1913.)
(Vgl. diese Verh. **15**, 1271, 1913.)

Einleitung.

Vor einiger Zeit ist es mir gelungen, den Planck-Einsteinschen Ausdruck für die Energie eines festen Körpers

$$L = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

aus dem Boltzmannschen Entropiebegriff

$$S = k \lg W + \text{const}$$

nach Einführung einer Verteilungsfunktion abzuleiten, unter Zugrundelegung der Quantentheorie [1]).

Dieses überraschende Resultat ergab sich aus einer neuen Definition des Begriffes des Elementargebietes, wonach zu einem Elementarbegriff die Anzahl aller nach drei im Raum verschiedenen, beliebigen Achsen sich bewegenden Elementarquanten gehören oder, anders ausgedrückt, daß die Elementarquanten im festen Körper den Raum in molekularer Unordnung erfüllen, derart, daß im Falle des Gleichgewichtes keine Richtung bevorzugt wird.

Bekanntlich kann man aus dem vollständigen Ausdruck der Entropie durch partielle Differentiation einmal die Energie, dann aber auch die Zustandsgleichung mit den Variablen des Druckes p, des Volumens v und der Temperatur T ableiten, die wir mit Planck, nach der Art ihrer Herleitung, die kanonische nennen wollen. Planck [2]) hat auf diese Weise für gasförmige Körper eine mit der van der Waalsschen fast übereinstimmende Zustandsgleichung abzuleiten vermocht, allerdings erst nach Vervollständigung des Entropiebegriffes durch Einführung einer Wahrscheinlichkeit der Raumverteilung.

---

[1]) K. Eisenmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 769, 1912; Ann. d. Phys. (4) **39**, 1165, 1912.

[2]) M. Planck, Berl. Ber. 633, 1908.

In der l. c. gegebenen Ableitung der kanonischen Zustandsgleichung fester Körper ist ebenfalls eine Wahrscheinlichkeit der Raumverteilung eingeführt; der hieraus entspringende Ausdruck ist, abgesehen von einem Korrektionsgliede, wiederum der VAN DER WAALSsche und geht für höhere Temperaturen tatsächlich darin über.

Die Voraussetzungen, die dieser Gleichung zugrunde liegen, können jedoch nur annäherungsweise erfüllt sein, da sie dem NERNSTschen Theorem, wonach die Entropie mit der Temperatur verschwinden muß, widerspricht. Da dies offenbar noch ein grundsätzlicher Mangel ist, will ich im folgenden den Weg zeigen, wie man ihn beheben kann, und eine Zustandsgleichung ableiten, die dem NERNSTschen Theorem genügt, gleichzeitig auch auf die von GRÜNEISEN[1]) gegebene Beziehung zwischen Ausdehnungskoeffizient und spezifischer Wärme führt.

§ 1. Der Aufbau des festen Körpers.

Vor der Entwickelung des Entropiebegriffes ist es nötig, eine Frage von allgemeiner Bedeutung zu klären, die Frage nach der Raum- und Energieverteilung. Die BOLTZMANNsche Definition der Entropie sagt aus:

$$S = k \lg W + \text{const},$$

wo W die Wahrscheinlichkeit, das ist die Anzahl aller möglichen Zuordnungen bedeutet.

Betrachten wir zunächst den Fall idealer Gase, wonach die Größe der Atome verschwindend ist im Vergleich zum gesamten Volumen oder, was dasselbe ist, der Durchmesser der Atome zum gegenseitigen Abstand, so ist leicht ersichtlich, daß der Raum für die Anzahl Komplexionen keine Rolle spielen kann, weil die Atome, oder besser die Energieträger, jede beliebige Stelle im Raum einnehmen können, Raum und Energie daher immer zusammenfallen müssen.

Wenn jetzt aber die Größe der Atome nicht mehr als verschwindend angesehen werden kann, so müssen sich die Verteilungsmöglichkeiten und damit die Anzahl der Komplexionen ändern, da nur der von Atomen freie Raum in Betracht kommt. Der Natur der Sache nach kann diese Veränderung nur in einer

[1]) E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. (4) 26, 211, 1908.

Beschränkung bestehen, weshalb die Wahrscheinlichkeit der Raumverteilung ein echter Bruch ist. Die Entropiegleichung lautet dann:

$$s = k \lg (w_1 \cdot w_2).$$

PLANCK[1]) betrachtete für gasförmige Körper den Fall, daß die Atome zwar nicht verschwindend, immerhin aber klein gegen das Gesamtvolumen sind und bezeichnete als Wahrscheinlichkeit der Raumverteilung das Verhältnis aus der Differenz des ganzen verfügbaren Raumes τ und der Deckungssphäre β zum gesamten Raume τ, d. i. $1 - \frac{\beta}{\tau}$, falls ein einziges Atom in den Raum τ eintritt und ähnlich $1 - \frac{\nu\beta}{\tau}$, falls ν Atome eintreten, wobei der Voraussetzung nach $\nu\beta$ immer noch klein gegen τ sein soll. Da die Vorgänge in den verschiedenen Raumgebieten vollständig unabhängig voneinander sind, so stellt sich w_2 als das Produkt dar:

$$w_2 = \left(1 - \frac{\beta}{\tau}\right)\left(1 - \frac{2\beta}{\tau}\right) \cdots \left(1 - \frac{(\nu - 1)\beta}{\tau}\right).$$

An einem festen Körper lassen sich diese Betrachtungen nicht anwenden, da nach allem, was wir wissen, der von Atomen freie Raum klein ist zum Volumen des Atoms selber, was gerade der PLANCKschen Voraussetzung widerspricht.

Wir werden deshalb nicht die Verteilungsmöglichkeiten betrachten, die der frei bleibende Raum den Atomen bietet, vielmehr führen wir als fundamentale Hypothese ein, daß gerade umgekehrt der von Atomen freie Raum bezüglich seiner Verteilungsmöglichkeiten in dem Gesamtraume zu betrachten ist.

Diese Hypothese mag im ersten Augenblick befremden, weil man es von den theoretischen Deduktionen beim gasförmigen Zustande her gewohnt ist, den von Atomen freien Raum als in sich zusammenhängend zu betrachten. Die nächste Folgerung, die wir aus der neuen Hypothese ziehen, ist aber, daß im festen Zutand die Atome noch gar nicht als diskrete Teilchen hervortreten, sondern insgesamt ein zusammenhängendes Medium bilden.

Dieser Grundhypothese fügen wir noch die Quantentheorie hinzu, wonach die Energie sich nur nach ganzen Vielfachen von

[1]) Siehe loc. cit.

Elementarquanten übertragen läßt und erweitern sie dahin, daß jedem Elementarquantum ein Volumen o zukommt, das die Eigenschaft besitze, von der Temperatur gar nicht oder nur wenig beeinflußt zu werden und das wir daher Elementarvolumen oder Elementarausdehnung nennen und mit o bezeichnen wollen. Die Gesamtausdehnung resultiert dann aus den einzelnen Elementarvolumen; ferner erkennt man, daß ein inniger Zusammenhang zwischen Ausdehnung und Energie bestehen muß.

Es fragt sich allerdings, ob bei diesen Voraussetzungen der Begriff der Wahrscheinlichkeit der Raumverteilung noch einen Sinn hat, da ja eine Beschränkung der Verteilungsmöglichkeiten für die Elementarquanten nicht eintritt.

Man mag den Fall fester Körper als Umkehrung des Falles idealer Gase auffassen, insofern bei den idealen Gasen der leere Raum den Energieträgern, d. h. den Atomen, beim festen Körper hingegen das zusammenhängende Medium, das durch die Gesamtheit der Atome gebildet wird, den Elementarquanten, die hier die Energieträger sind, einen unbegrenzten Spielraum gestattet.

Aber auch der Unterschied zwischen beiden Betrachtungsweisen ist leicht ersichtlich; denn während bei idealen Gasen das Medium, der leere Raum, naturgemäß ohne Trägheit ist, besitzt das zusammenhängende Medium der Atome beim festen Körper allerdings Trägheit.

Im letzteren Falle muß sich daher für die Energie- und Raumverteilung bei Zuführung von Energie mit der Zeit ein verschiedener Zustand herausbilden, derart, daß die Verteilung der Elementarquanten und Elementarvolumen zwar unabhängig voneinander wird, andererseits jedoch gewissermaßen parallel nebeneinander hergeht.

§ 2. Die Entropie.

Im Vorhergehenden haben wir mehrere für die bisherigen Entwickelungen notwendigen Hypothesen eingeführt, um über den Aufbau des festen Körpers ein vollständiges Bild zu erhalten, mit dessen Hilfe wir zu dem vollständigen Ausdruck für die Entropie gelangen werden.

Wir gehen zunächst auf die Bewegungsart der Energieträger noch nicht näher ein, sondern nehmen nur an, daß im Falle einer Energieübertragung, diese nur nach Elementarquanten erfolgen kann.

Ähnlich wie DEBIJE[1]) nehmen wir ferner an, daß ν sämtliche Werte von 1 bis zu einem Maximalwert ν_m, den Verfasser[2]) bereits früher erklärt hatte, durchlaufen kann. Man kann daher auch sagen, daß die Energie nach ganzen Vielfachen von h übertragen werde, wo h jetzt die Dimension der Energie besitzt.

Da wir vorläufig auf die Kenntnis der Bewegungsart verzichten, bedeutet ν noch nicht die Schwingungszahl, sondern ν gibt uns die Geschwindigkeit der zeitlichen Aufeinanderfolge der emittierten h an; wir bezeichnen hier ν mit Emissionszahl.

Um die räumliche Verteilung der Elementarquanten h kennen zu lernen, legen wir drei im Raume verschiedene Richtungen fest und zählen alle ε von einer ganz bestimmten Emissionszahl und bezeichnen die gefundenen Zahlengrößen entsprechend den drei Richtungen mit x, y, z.

Bezeichnet o die Elementarausdehnung für eine bestimmte Emissionszahl, so wollen wir als Elementargebiet definieren:

$$\sigma = o\,\varepsilon\,(x + y + z). \tag{1}$$

Je nachdem man die Richtung im Raume verändert, oder die Emissionszahl ν variiert, erhält man andere Elementargebiete.

Für die Verteilung der Elementarquanten führen wir die Hypothese der molekularen Unordnung ein, wonach die Verteilung nach keinen anderen Gesetzen als nach denen des Zufalls erfolgt. Der mathematische Ausdruck für diese Hypothese ist, daß im Falle des Gleichgewichts eine Verteilungsfunktion gefunden werden kann, die die Anzahl Elementarquanten für ein bestimmtes Elementargebiet angibt:

$$f(\sigma) = f[o\,\varepsilon\,(x + y + z)]. \tag{2}$$

Der Begriff der Funktion schließt mit ein, daß man von dieser im Elementargebiet enthaltenen Zahl auf die Zahl sämtlicher Elementarquanten überhaupt durch Summation oder Integration schließen kann. Bezeichnen wir diese Zahl mit $\varDelta\mathfrak{P}$, so ist $\varDelta\mathfrak{P}$ die dreifache Summe über x, y, z:

$$\varDelta\mathfrak{P} = \sum_{xyz} f[o\,\varepsilon\,(x + y + z)], \tag{3}$$

da beim Abzählen der Unterschied der Richtungen nicht zum Ausdruck kommt.

---

[1]) P. DEBIJE, Ann. d. Phys. (4) **39**, 789, 1912.
[2]) K. EISENMANN, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 315, 1912.

Wir haben bisher die Bewegungsart der Elementarquanten vernachlässigt; es war daher ohne jeden Belang, ob diese regellos, wie bei den idealen Gasen, erfolgt oder nach bestimmten Gesetzen. Man könnte allerdings Bedenken haben, ob bei der Annahme eines bestimmten Gesetzes über die Bewegung der Elementarquanten das Gesetz der molekularen Unordnung noch Berechtigung hat.

Jedoch bezieht sich die molekulare Unordnung nur auf die Emission der Elementarquanten und für diese ist nicht die Bewegungsart, sondern der Schwellenwert h der Energie maßgebend. Bei den idealen Gasen besteht die einzige Beschränkung, wenn man von einer solchen sprechen kann, in der Zahl N der Atome, beim festen Körper haben wir hingegen in der Gesamtheit der Atome ein den Gesetzen der Elastizität unterworfenes Medium.

Das Ergebnis der DEBIJEschen Untersuchung über die Zahl der Schwingungen im elastischen Körper läßt sich in der Weise auffassen, daß, falls man in einem elastischen Medium eine Anzahl verschiedener Wellenzentren, von einer ganz bestimmten Schwingungszahl erregt, diese nicht in unbeschränkter Zahl nebeneinander bestehen können. Diese Zahl hat vielmehr einen bestimmten Grenzwert, der nicht überschritten werden kann und zwar ist er für die Schwingungszahl ν:

$$\Delta \mathfrak{P} = \nu^2 . \text{const}; \tag{4}$$

da aber ν jeden beliebigen ganzzahligen Wert zwischen 1 und ν_m, dem Höchstwert, annehmen kann, so erhalten wir:

$$\mathfrak{P} = \text{const} \sum_1^{\nu_m} \nu^2 \Delta \nu = \text{const} \frac{\nu_m^3}{3} = N, \tag{5}$$

da ν_m eine große Zahl ist und in einem System von N Teilchen der Höchstwert der Zahl aller Schwingungen N beträgt. Durch Division ergibt sich dann weiter:

$$\Delta \mathfrak{P} = \frac{3 \nu^2}{\nu_m^3} \Delta \nu. \tag{6}$$

Statt der Konstanten $\Delta \nu$, die aus der Summation entspringt, kann man auch, falls man zur Integration übergeht, das Differential $d\nu$ einführen. Es läßt sich zeigen, daß die Summation oder Integration im Resultat keinen Unterschied ergibt; der begriffliche Unterschied besteht darin, daß wir bei der Summation die Atome als diskrete Teilchen auffassen, die, wenn auch nicht

räumlich, so doch in ihren Wirkungen getrennt sind, während im Gegensatz hierzu bei der Integration ein einheitliches Medium Voraussetzung ist.

Die Konstante $\Delta\nu$ hat den Wert $\Delta\nu = \frac{1}{\sec}$; wir wollen sie fortlassen, da sie nur dann Wert hat und wieder zugefügt werden muß, wenn man die Dimensionen vergleicht.

Wir erhalten dann:

$$\mathfrak{P} = \sum_{1}^{\nu_m} \sum_{xyz} f\left[o\,\varepsilon(x+y+z)\right] = \sum_{1}^{\nu_m} \frac{\nu^2}{\nu_m^3} \cdot 3N = N. \qquad 7)$$

Bezeichnen wir die lebendige Energie mit L und führen für eine bestimmte Einzelschwingung kleine deutsche Buchstaben ein, so ist:

$$\mathfrak{l} = \sum_{xyz} \varepsilon(x+y+z) \cdot f. \qquad 8)$$

Ebenso erhalten wir für die Volumenausdehnung $\mathfrak{r}$ für eine Einzelschwingung:

$$\mathfrak{r} = \sum_{x'} o \,.\, x' \,.\, f, \qquad 9)$$

und für die Entropie $\mathfrak{s}$ einer Einzelschwingung:

$$\mathfrak{s} = -k \sum f \,.\, \lg f + \text{const.} \qquad 10)$$

Daß auch der Entropiekonstante eine wichtige Bedeutung zukommt, haben SACKUR[1]) und TETRODE[2]) gleichzeitig nachgewiesen, jedoch wollen wir sie vorläufig vernachlässigen, da sie für den speziellen Zweck hier keinerlei Bedeutung hat; wenn auch ihr Wert durch den vorstehenden Ansatz bestimmt ist und ohne Schwierigkeit ausgewertet werden kann.

Summiert man jetzt über sämtliche Schwingungszahlen, so erhält man leicht:

$$L = \frac{3N}{\nu_m^3} \sum_{1}^{\nu_m} \mathfrak{l} \,.\, \nu^2 \qquad 11)$$

$$V - V_0 = \frac{3N}{\nu_m^3} \sum_{1}^{\nu_m} \mathfrak{r} \,.\, \nu^2 \qquad 12)$$

$$S = \frac{3\,.\,N}{\nu_m^3} \sum_{1}^{\nu_m} \mathfrak{s} \,.\, \nu^2. \qquad 13)$$

---

[1]) O. SACKUR, Nernst-Festschrift, S. 405.
[2]) H. TETRODE, Ann. d. Phys. (4) 38, 434, 1912.

Statt der Summen kann man auch ohne Schwierigkeit Integrale einsetzen.

Führt man jetzt in bekannter Weise die Gleichgewichtsbedingungen ein, so ergibt sich für die Verteilungsfunktion:

$$f = \alpha \,.\, e^{-\beta \varepsilon (x+y+z)} \,.\, e^{-\gamma o x'}. \tag{14}$$

Abweichend von der bisher bekannten Rechnung hat man es hier mit drei Konstanten α, β, γ zu tun; der Grund hierfür ist darin zu erblicken, daß wir für die Volumenausdehnung eine neue Bedingungsgleichung eingeführt haben. Diese drei Konstanten lassen sich leicht berechnen; wir beschränken uns aber darauf, das Resultat mitzuteilen. Es ergibt sich:

$$\alpha = \frac{1}{\left(1 + \frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon}\right)^3 \left(1 + \frac{\mathfrak{r}}{o}\right)} \tag{15}$$

$$\beta = \frac{1}{\varepsilon} \lg \left(1 + \frac{3\varepsilon}{\mathfrak{l}}\right) \tag{16}$$

$$\gamma = \frac{1}{o} \lg \left(1 + \frac{o}{\mathfrak{r}}\right). \tag{17}$$

Setzt man diese Werte für die Konstanten ein, so erhält man schließlich für die Entropie, abgesehen von der Konstanten:

$$\mathfrak{S} = k\left[3\left(1 + \frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon}\right) \lg \left(1 + \frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon}\right) - 3\,\frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon} \lg \left(\frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon}\right)\right]$$
$$+ k\left[\left(1 + \frac{\mathfrak{r}}{o}\right) \lg \left(1 + \frac{\mathfrak{r}}{o}\right) - \frac{\mathfrak{r}}{o} \lg \left(\frac{\mathfrak{r}}{o}\right)\right], \tag{18}$$

wofür man auch schreiben kann:

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{\mathfrak{l}} + \mathfrak{S}_{\mathfrak{r}}. \tag{19}$$

$\mathfrak{S}$ bezieht sich auf nur eine Schwingungszahl, den vollständigen Ausdruck für sämtliche Schwingungszahlen erhält man dann nach Gl. 13).

Der Ausdruck für die Entropie besteht aus zwei vollständig analogen Teilen, von denen der eine

$$\mathfrak{S}_{\mathfrak{l}} = 3k\left[\left(1 + \frac{\mathfrak{l}}{\varepsilon}\right) \lg \left(1 + \frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon}\right) - \frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon} \lg \left(\frac{\mathfrak{l}}{3\varepsilon}\right)\right] \tag{20}$$

eine reine Funktion der lebendigen Energie ist, während der andere

$$\mathfrak{S}_{\mathfrak{r}} = k\left[\left(1 + \frac{\mathfrak{r}}{o}\right) \lg \left(1 + \frac{\mathfrak{r}}{o}\right) - \frac{\mathfrak{r}}{o} \lg \left(\frac{\mathfrak{r}}{o}\right)\right] \tag{21}$$

eine reine Funktion der Volumenausdehnung ist.

Wir finden also bestätigt, was wir eingangs sagten, daß die lebendige Energie und die Volumenausdehnung zwar voneinander unabhängig sind, jedoch parallel nebeneinander bestehen.

§ 3. Die Energie.

Um die weiteren Entwickelungen durchzuführen, ist es erforderlich, etwas mehr in das Wesen der Energie einzudringen.

Infolge der dem festen Körper innewohnenden Kohäsion muß man annehmen, daß zwischen den einzelnen Atomen anziehende Kräfte wirken, so daß die Annahme einer lebendigen Energie allein nicht ausreicht; man muß vielmehr daneben auf eine potentielle Energie schließen, die nur vom Volumen abhängig ist.

Wir knüpfen an eine bekannte Hypothese von Planck[1]) an, wonach die Absorption stetig, die Emission dagegen nach ganzen Vielfachen von ε stattfinden soll. Als Ergebnis erhält Planck, daß die Energie mit abnehmender Temperatur nicht verschwindet, sondern selbst bei der Temperatur Null einen endlichen, nach ε zu bemessenden Wert behält.

Beim festen Körper nehmen wir ganz ähnlich an, daß das Atom einen bestimmten Energieinhalt besitze, der eine Funktion von ε sei und den es bis zu einer bestimmten Grenze selbst bei der Temperatur Null nicht verlieren könne, daß aber Energieabgabe nach Ganzen von h erfolge, sobald diese Grenze überschritten werde.

An Stelle der stetigen Absorption der Energie nach Plancks Annahme, nehmen wir als Ursache des dem Atom verbleibenden Restgehaltes an Energie eine Anziehungskraft zwischen Atom und Elementarquanten an, die eine bestimmte Anzahl Elementarquanten an das Atom bindet. Da nun das Medium der Atome bei der Temperatur Null ein einheitliches sein soll, so muß jedenfalls diese Energie gleich der potentiellen Energie zwischen den Atomen bei der Temperatur Null sein.

Daß auch die potentielle Energie nach Elementarquanten zu bemessen sein soll, ist in Übereinstimmung mit der von Sommerfeld aufgestellten Hypothese, wonach sich jeder Energievorgang in der Natur nach ganzen Vielfachen von h abspielen muß.

---

[1]) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **37**, 642, 1912.

Da zu jedem Elementarquantum ein Elementarvolumen gehört, so folgt, daß auch das Atomvolumen eine Funktion des Elementarvolumens ist und in analoger Weise von diesem abhängt, wie die potentielle Energie von den Elementarquanten, so daß wir das Ergebnis dahin zusammenfassen können, daß zwischen potentieller Energie, Atomvolumen und der Eigenschwingungszahl ν_m ein ursächlicher Zusammenhang bestehen muß.

Bezeichnen wir die Gesamtenergie mit u und die potentielle Energie mit φ, so können wir die Energiegleichung schreiben:

$$u = l + \varphi + \int p\,dv \tag{1}$$

oder, wenn wir den inneren Druck P einführen:

$$u = l + \int (P + p)\,dv. \tag{2}$$

Für die potentielle Energie führen wir eine spezielle Funktion ein und zwar sei, wenn a eine Konstante, und v das Volumen bedeutet,

$$\varphi = -\frac{a}{v} \tag{3}$$

und der innere Druck:

$$P = +\frac{a}{v^2}. \tag{4}$$

In der Thermodynamik versteht man unter der Entropie eines Systemes das Verhältnis der Energie zur Temperatur, indem man allerdings, da es sich meistens um gasförmige Zustände handelte, unter Energie die lebendige Energie verstand und voraussetzte, daß das Volumen des Atoms klein sei gegen das Gesamtvolumen.

Beim festen Körper erfüllen die Atome jedoch nahezu den gesamten Raum; ferner tritt zur lebendigen Energie, wie wir soeben gesehen haben, noch die potentielle hinzu. Die Entropie kann aber nicht das Verhältnis der Gesamtenergie zur Temperatur sein, da dies dem NERNSTschen Wärmetheorem widersprechen würde, wonach die Entropie mit abnehmender Temperatur verschwinden muß.

Man muß vielmehr bedenken, daß für die Verteilungsmöglichkeiten der Elementarquanten die potentielle Energie, soweit sie in das Atom selber fällt, ebenso das Volumen des Atomes, keinen Einfluß hat.

Da nämlich die potentielle Energie im Atom nach Elementarquanten zu bemessen ist, die in einer ganz bestimmten unveränderlichen Anzahl im Atom enthalten sind, so fällt die im Atom enthaltene potentielle Energie heraus; man erhält diese potentielle Energie, indem man die potentielle Energie bei der Temperatur Null betrachtet.

Nach den gemachten Voraussetzungen ist die Funktion, nach der das Volumen von den Elementarvolumen abhängt, dieselbe wie die, von der die potentielle Energie von den Elementarquanten abhängt; da die Elementarvolumen unabhängig von der Temperatur sind, so folgt daraus, daß auch das Volumen des Atomes unabhängig von der Temperatur ist, daß also v_0 bei jeder Temperatur das wahre Volumen des Atomes bildet.

Als Entropie muß man daher bezeichnen den Quotienten, der von der Temperatur Null an hinzugefügten Energie, dividiert durch die Temperatur, so daß:

$$s = \frac{u - u_0}{T} \tag{5}$$

$$s = \frac{l + \varphi(v) - \varphi(v_0) + \int p\,d(v - v_0)}{T} \tag{6}$$

oder, falls man für $\varphi(v)$ die spezielle Funktion nach Gl. 3) einsetzt:

$$s = \frac{l + \frac{a}{v_0} - \frac{a}{v} + \int p\,d(v - v_0)}{T}. \tag{7}$$

Die Ableitung der Energiegleichung sowohl wie der Zustandsgleichung bietet nunmehr keinerlei Schwierigkeiten, und zwar erhält man die Energiegleichung, indem man die Entropiegleichung in bekannter Weise partiell nach der lebendigen Energie l differentiert, während die Entropiegleichung nicht wie bisher nach v, sondern nach $v - v_0$ partiell zu differieren ist.

Man erhält dann:

$$\frac{\partial s}{\partial l} = \frac{\partial \mathfrak{s}}{\partial \mathfrak{l}} = \frac{1}{T}. \tag{8}$$

Andererseits ergibt sich leicht aus der in § 2, Gl. 18) aus dem BOLTZMANNschen Entropiebegriff entwickelten Gleichung:

$$\frac{\partial \mathfrak{s}}{\partial l} = \frac{k}{\varepsilon} \lg\left(1 + \frac{3\varepsilon}{l}\right), \tag{9}$$

so daß man durch Gleichsetzen dieses Wertes mit dem aus Gl. 8 als Energiegleichung erhält:

$$\frac{1}{T} = \frac{k}{\varepsilon} \lg\left(1 + \frac{3\varepsilon}{l}\right). \tag{10)}$$

Hieraus ergibt sich die lebendige Energie für die Einzelschwingung ν:

$$l = \frac{3\varepsilon}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \tag{11)}$$

woraus die Gesamtenergie für sämtliche Schwingungszahlen nach Gl. 11 des § 2:

$$L = \frac{9N}{\nu_m^3} \sum_1^{\nu_m} \frac{h.\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{12)}$$

oder, wenn man Integrale bevorzugt, die DEBIJEsche Energiegleichung:

$$L = \frac{9N}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} \frac{h\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{13)}$$

§ 4. Die Zustandsgleichung.

In ganz analoger Weise entwickeln wir die Zustandsgleichung; zunächst läßt sich zeigen, daß

$$\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial \mathfrak{r}} = \frac{\partial s}{\partial (v - v_0)}. \tag{1)}$$

Differentiiert man jetzt Gl. 7, § 3 partiell nach $v - v_0$, so erhält man:

$$\frac{\partial s}{\delta (v - v_0)} = \frac{1}{T}\left(p + \frac{a}{v^2}\,\frac{\delta v}{\partial (v - v_0)} - \frac{a}{v_0^2}\,\frac{\partial v_0}{\partial v - \delta v_0}\right), \tag{2)}$$

dies ergibt nach einer rein rechnerischen Umformung:

$$\frac{\partial s}{\partial (v - v_0)} = \frac{1}{T}\left[p + \frac{a}{v^2}\left(1 - \frac{v^2 - v_0^2}{v_0^2} \cdot \frac{\varkappa_0}{\varkappa - \varkappa_0}\right)\right], \tag{3)}$$

wenn man für die Kompressibilität einführt:

$$\varkappa = -\frac{1}{v_0}\,\frac{\delta v}{\delta p}. \tag{4)}$$

Bezeichnet man ferner das Verhältnis $\frac{v^2 - v_0^2}{v_0^2} \cdot \frac{\varkappa_0}{\varkappa - \varkappa_0}$ mit μ, so wird:

$$\frac{\delta s}{\delta (v - v_0)} = \frac{p + \frac{a}{v^2}(1 - \mu)}{T} \tag{5)}$$

oder, da nach Gl. 4) $\frac{a}{v^2} = P$ den inneren Druck bedeutet:

$$\frac{\delta s}{\delta (v - v_0)} = \frac{p + P(1-\mu)}{T}. \qquad 6)$$

Um zu der aus der Wahrscheinlichkeit entwickelten Entropiegleichung in § 2, Gl. 18) zu gelangen, hatten wir die Elementarausdehnung o einführen müssen, durch Differentiation nach der Ausdehnung $\mathfrak{r}$ für eine Schwingungszahl ergibt sich dann:

$$\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial \mathfrak{r}} = \frac{k}{o} \lg\left(1 + \frac{o}{\mathfrak{r}}\right). \qquad 7)$$

Durch Gleichsetzen mit Gl. 5) fällt dann die Abgeleitete der Entropie heraus und wir erhalten die Zustandsgleichung für eine Einzelschwingung:

$$\frac{p + P(1-\mu)}{T} = \frac{k}{o} \lg\left(1 + \frac{o}{\mathfrak{r}}\right), \qquad 8)$$

die, etwas umgeformt, lautet:

$$\mathfrak{r} = \frac{o}{e^{\frac{[p + P(1-\mu)]o}{kT}} - 1}, \qquad 9)$$

wo $\mathfrak{r}$ die Volumenausdehnung für eine Schwingungszahl ν bedeutet; man erhält dann die vollständige Zustandsgleichung für sämtliche Schwingungszahlen von 1 bis zum Schwingungsmaximum ν_m durch Summation nach § 2, Gl. 12:

$$v - v_0 = \frac{3}{\nu_m^3} \sum_1^{\nu_m} \frac{o\nu^2}{e^{\frac{[p + P(1-\mu)]o}{kT}} - 1} \qquad 10)$$

oder auch als Integral:

$$v - v_0 = \frac{3}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} \frac{o\nu^2 \, d\nu}{e^{\frac{[p + P(1-\mu)]o}{kT}} - 1}. \qquad 11)$$

Mit dieser Gleichung hätten wir die vollständige Zustandsgleichung ermittelt, wenn darin nicht noch die Größe o enthalten wäre, das Elementarvolumen, von dem wir vorläufig nur die Annahme gemacht haben, daß es klein ist im Verhältnis zum Gesamtvolumen, und daß es ferner von der Temperatur gar nicht oder nur wenig abhängen soll.

Jedoch läßt sich diese Größe sehr wohl berechnen, wenn wir auf die bei der potentiellen Energie und dem Volumen des Atomes

gemachten Annahmen zurückgreifen, nach denen die potentielle Energie dieselbe Funktion von ε ist, wie das Volumen des Atomes von o. Hiernach erhält man die potentielle Energie des Atomes, sowie sein eigentliches Volumen, wenn man die potentielle Energie zwischen den Atomen und das Atomvolumen, welches im allgemeinen nicht gleichbedeutend mit dem Volumen des Atomes ist, bei der Temperatur 0 betrachtet. Es ergibt sich dann die potentielle Energie des Atomes:

$$\varphi v_0 = \frac{3}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} f(\varepsilon)\, \nu^2 \mathrm{d}\nu \tag{12}$$

und das Volumen des Atomes:

$$v_0 = \frac{3}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} f(o)\, \nu^2 \mathrm{d}\nu. \tag{13}$$

Aus beiden Gleichungen ergibt sich dann:

$$\frac{\partial \varphi_0}{\delta v_0} = \frac{f\varepsilon}{f(o)} \tag{14}$$

oder, da die Abgeleitete der potentiellen Energie nach dem Volumen den inneren Druck P bedeutet:

$$P_0 = \frac{f(\varepsilon)}{f(o)}. \tag{15}$$

Nehmen wir für die Funktion f den einfachen Fall an, daß sie proportional ε bzw. o sei, so daß wir setzen können:

$$f(\varepsilon) = \varrho \cdot \varepsilon \qquad f(o) = \varrho \cdot o, \tag{16}$$

so ergibt sich zwischen dem Elementarquantum ε, dem Elementarvolumen o und dem inneren Druck P_0 die einfache Beziehung:

$$o = \frac{\varepsilon}{P_0}. \tag{17}$$

Setzen wir aus dieser Gleichung den Wert für o in Gl. 11) ein, so ergibt sich endlich als die vollständige Zustandsgleichung:

$$v - v_0 = \frac{3}{\nu_m^3 \cdot P_0} \int_0^{\nu_m} \frac{h \nu^3 \mathrm{d}\nu}{e^{\left[\frac{p}{P_0} + \frac{P}{P_0}(1-\mu)\right]\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \tag{18}$$

oder als Summe:

$$v - v_0 = \frac{3}{\nu_m^3 P_0} \sum_1^{\nu_m} \frac{h\nu^3}{e^{\left[\frac{p}{P_0} + \frac{P}{P_0}(1-\mu)\right]\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}. \qquad 19)$$

Was zunächst an der Zustandsgleichung auffällt, ist der analoge Aufbau mit der Energiegleichung; der Exponent von e geht für tiefe Temperaturen nahezu in den der Energiegleichung des § 4, Gl. 13) über, so daß man für tiefe Temperaturen angenähert setzen kann:

$$(v - v_0) P_0 = 3l. \qquad 20)$$

Dies ist aber, wie man sofort erkennt, das von Sutherland gefundene und von Grüneisen bestätigte Gesetz, nach dem der Ausdehnungskoeffizient proportional der spezifischen Wärme ist, und zwar kann man hiernach den inneren Druck P_0 berechnen. Nach Grüneisen ist nämlich:

$$\frac{\partial v}{\partial T} = \alpha C_p. \qquad 21)$$

Andererseits ergibt sich durch Differentiation der Gl. 18) nach T, bei konstantem Volumen v, die Beziehung:

$$\frac{\partial v}{\partial T} = \frac{3}{P_0}\left[\frac{p}{P_0} + \frac{P}{P_0}(1-\mu)\right] C_v. \qquad 22)$$

Da man für tiefere Temperaturen $C_p = C_v$ setzen darf, so wird:

$$\alpha = \frac{1}{P_0}\left[\frac{p}{P_0} + \frac{P}{P_0}(1-\mu)\right], \qquad 23)$$

wofür man angenähert setzen darf:

$$\alpha = 3\,\frac{(1-\mu)}{P_0} = (1-\mu)\cdot\frac{o}{\varepsilon}\cdot 3, \qquad 24)$$

da der äußere Druck p im allgemeinen klein ist gegenüber dem sogenannten inneren Druck P, μ ist eine Konstante und von der Dimension der Einheit.

Aus diesen Gleichungen lassen sich o, P und die potentielle Energie leicht zahlenmäßig bestimmen; so ergibt sich für das Elementarvolumen o die Beziehung:

$$o = c' \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot v_0. \qquad 25)$$

Jedoch soll die zahlenmäßige Berechnung, sowie weitere Folgerungen an anderer Stelle gebracht werden.

Zum Schluß möchte ich die Eigenschaft der Zustandsgleichung erwähnen, daß sie für höhere Temperaturen in die Form der VAN DER WAALSschen Gleichung übergeht. Aus Gl. 11) ergibt sich nämlich für große T, wenn man die Exponentialfunktion nach Potenzen des Exponenten entwickelt und die höheren Potenzen vernachlässigt, die Gleichung:

$$v - v_0 = \frac{kT}{p + P(1-\mu)}$$

oder, falls man für P seinen Wert nach § 3, Gl. 4) einsetzt:

$$p + \frac{a}{v^2}(1-\mu) = \frac{kT}{v - v_0}.$$

Diese Gleichung ähnelt der VAN DER WAALSschen, stimmt aber nicht mit ihr überein, da sie noch zwei Größen mehr enthält, nämlich die Kompressibilität bei der Temperatur Null und diejenige bei der Temperatur T. Andererseits entspricht die neue Zustandsgleichung dem NERNSTschen Wärmetheorem und ihr zufolge verläuft $v - v_0$ entsprechend der lebendigen Energie, proportional der vierten Potenz der Temperatur T.

Über Ionisation durch positive Ionen; von Eva v. Bahr und J. Franck.

(Eingegangen am 21. Dezember 1913.)

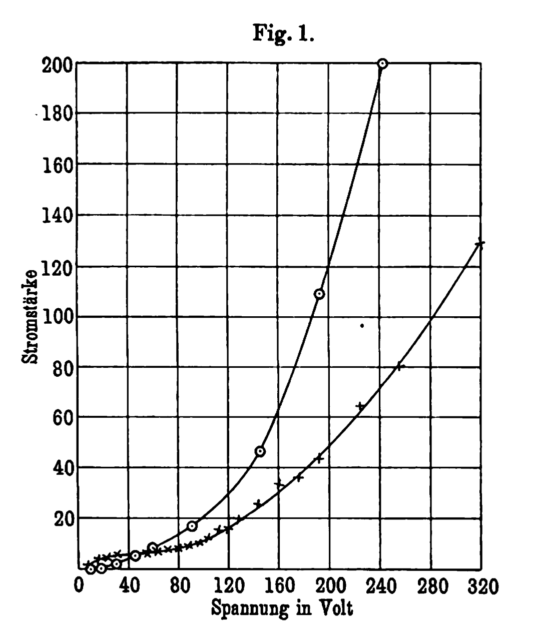
Die Kenntnis über die Vorgänge der Neubildung von Ionen durch den Stoß positiver Ionen ist viel geringer als die über die Ionisation durch Elektronenstoß. Zwar weiß man aus Untersuchungen über α-Strahlen[1]) und Kanalstrahlen[2]), daß positive Ionen bei großen Geschwindigkeiten starke Ionisatoren sind, aber bei kleinen Geschwindigkeiten ist man bisher auf indirekte Schlüsse aus dem Verhalten der Entladung angewiesen. Sicher scheint zu sein, daß bei Geschwindigkeiten bis zu mehreren hundert Volt hinauf die positiven Ionen sehr viel schwächere Ionisatoren sind als die Elektronen; aber ob es für die positiven Ionen eine Ionisierungsspannung gibt, d. h. eine Minimalgeschwindigkeit, unterhalb derer sie nicht zu ionisieren vermögen, entsprechend der bei Elektronenstoß gefundenen scharfen Grenze, ist bisher nicht festgestellt worden. Die verschiedenen darüber in der Literatur sich findenden Vermutungen differieren sehr wesentlich voneinander. Oft findet man angegeben, daß diese Ionisierungsspannung identisch wäre mit dem Kathodenfall[3]), sie würde dann einige 100 Volt betragen. Im Gegensatz dazu folgern andere aus dem mittleren Geschwindigkeitsverlust, den α-Strahlen bei Bildung eines Ionenpaares erfahren, daß die Ionisierungsspannung etwa 20 Volt betrüge[4]). Besteht diese Berechnungsweise zu Recht, dann muß man annehmen, daß in verschiedenen Gasen die Ionisierungsspannung der positiven Ionen sehr viel weniger schwankt als die der Elektronen. Denn während für Elektronen Werte in verschiedenen Gasen zwischen 7,5 und 20 Volt gefunden sind[5]), sind die durch α-Strahlen in verschiedenen Gasen gebildeten Ionenmengen nur um wenige Prozente verschieden[6]). Eine dritte Berechnungsweise

---

1) Rutherford, Die Radioaktivität. Deutsch von Aschkinass, 1907.
2) v. Dechend und Hammer, Jahrb. d. Radioaktivität 8, 34, 1911.
3) J. Stark, Elektrizität in Gasen.
4) Rutherford, loc. cit.
5) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 34, 1913.
6) Taylor, Phil. Mag. (6) 21, 576, 1911; (6) 24, 296, 1912.

ermöglichen die von TOWNSEND[1]) aus Stoßionisationskurven gezogenen Schlüsse. TOWNSEND zeigte, daß für kleine Werte der Größe $\frac{\text{Feldstärke}}{\text{Druck}} = (R)$, die Kurven sich völlig durch die Annahme erklären lassen, daß nur die Elektronen durch Stoß neue Ionen bilden. Erst bei höheren Werten von R kommt man mit dieser Annahme nicht mehr aus und TOWNSEND schließt daraus, daß dann die positiven Ionen ebenfalls anfangen durch Stoß zu ionisieren. Eine untere Grenzgeschwindigkeit hat er für die positiven Ionen jedoch nicht berechnet, und eine solche Rechnung wird fürs erste, solange man über die Art der Stöße der positiven Ionen so wenig weiß, auch wohl wenig Aussicht auf Erfolg bieten.

Fig. 1.



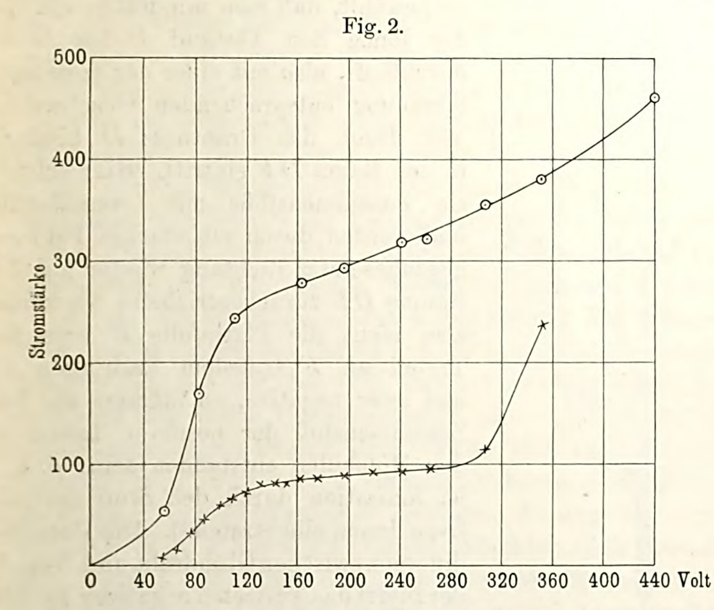
Es mögen hier einige auf etwas andere Weise gewonnene Stromspannungskurven erwähnt werden, die diese TOWNSENDsche Schlußfolgerung durchaus bestätigen. Wir erwähnen sie, da sie einen direkteren Vergleich des Verhaltens der positiven und negativen Ladungsträger ermöglichen, als die auf die übliche Weise aufgenommenen Kurven.

Fig. 1 zeigt zwei Stoßionisationskurven, die in einem Plattenkondensator aufgenommen sind. In der üblichen Weise gehen die hier von einem Glühdraht emittierten Elektronen von der einen Platte aus, werden dann durch variable Spannungen beschleunigt und ionisieren das Gas. Man sieht, daß in Wasserstoff bei dem Druck von $^{16,5}/_{1000}$ mm schon bei etwa 40 Volt die Stoß-

[1]) J. TOWNSEND, Theory of Ionisation by Collision. London 1910.

ionisation merklich wird. Bei dem Druck von $^{170}/_{1000}$ mm bei etwa 70 Volt. Fig. 2 zeigt entsprechende Kurven für die Ionisation durch positive Ionen, die der mit Aluminiumphosphat überzogene Glühdraht in reichem Maße aussendet. Jetzt ist bei $^{14}/_{1000}$ mm in Wasserstoff erst von 140 Volt eine schwache Stoßionisation nachzuweisen, die bis 440 Volt hin nicht sehr stark ansteigt, obgleich jedes durch den Stoß der positiven Ionen gebildete Elektron seinerseits wiederum stark ionisiert und somit den Hauptanteil zum Anstieg der Kurve liefert. Bei Luft von $^{125}/_{1000}$ mm

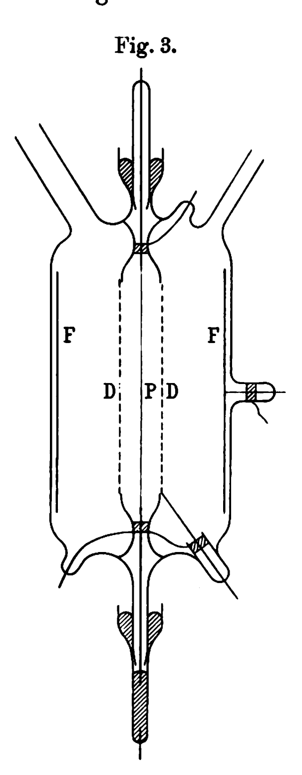
Fig. 2.



Druck wird die Stoßionisation erst bei 300 Volt merklich, sie wächst dann mit der Spannung sehr schnell an, so daß bald Entladung eintritt. Der steile Anstieg ist jedoch hier ebenso wie in der vorigen Kurve der Hauptsache nach auf die unter diesen Bedingungen sehr starke Stoßionisation durch negative Elektronen zurückzuführen. Auch diese Resultate zeigen also, daß die Ionisation durch positive Ionen viel schwächer ist als die durch Elektronen, daß jedoch zum Einsetzen der Entladung Ionisation durch positive Ionen nötig ist, wie es Townsend angegeben hat. Über eine etwaige Ionisierungsspannung läßt sich natürlich auch aus diesen Kurven nichts aussagen.

Um hierüber Aufschluß zu erhalten, versuchten wir, die Ionisierungsspannung der positiven Ionen direkt zu messen mit derselben Apparatur, wie FRANCK und HERTZ[1]) zur Messung der Ionisierungsspannung der Elektronen benutzt haben. Die Anordnung wird durch die Fig. 3 schematisch wiedergegeben.

Fig. 3.



Zwischen dem Platinglühdraht P und dem Platindrahtnetz D befindet sich ein Feld variabler Stärke, das die positiven Ionen beschleunigt. Der Gasdruck wird so gewählt, daß zum mindesten ein Teil der Ionen den Abstand P bis D frei durchläuft, also mit einer der angelegten Spannung entsprechenden Geschwindigkeit durch das Drahtnetz D hindurch in den Raum DF eintritt. Hier erleiden sie Zusammenstöße mit Gasmolekülen und werden durch ein starkes Feld entgegengesetzter Richtung wieder aus dem Raume DF zurückgetrieben. Sie können also nicht die Platinfolie F erreichen. Treten an F trotzdem Ladungen auf, und zwar negative, so müssen sie beim Zusammenstoß der positiven Ionen mit den Molekülen entstanden sein, d. h. es ist Ionisation durch den Stoß der positiven Ionen eingetreten[2]). Die Potentialdifferenz zwischen Glühdraht und Netz, bei der zuerst das Auftreten negativer Teilchen nachzuweisen ist, entspricht der Ionisierungsspannung. Um diesen Punkt sicher zu fixieren, muß man die Intensität des primären Stromes positiver Ionen in möglichst

1) FRANCK und HERTZ, loc. cit.

2) Über die Art der Entstehung dieser negativen Teilchen läßt sich nichts Bestimmtes aussagen. Es ist anzunehmen, daß es sich auch hier um ein direktes Abspalten von Elektronen aus neutralen Gasmolekülen handelt, als weitere Möglichkeit wäre jedoch auch eine Umladung der positiven Ionen in negative in Betracht zu ziehen. Auch die Frage, ob die Ionisation nur im Gase oder auch an den Drähten des Netzes eintritt, läßt sich nicht mit Sicherheit beantworten. Jedoch stellt sich die letztere Möglichkeit als sehr unwahrscheinlich heraus, wenn man die gewonnenen Resultate mit denen aus Stoßionisierungskurven hervorgehenden vergleicht.

weiten Grenzen variieren. Ferner muß die Anfangsgeschwindigkeit der positiven Ionen untersucht werden und damit gleichzeitig die Abwesenheit von elektrischen Doppelschichten festgestellt werden. (Hierüber und über weitere Vorsichtsmaßregeln siehe bei FRANCK und HERTZ, loc. cit.) Um einen großen und möglichst konstanten Strom positiver Ionen zu erhalten, erwies sich das verschiedentlich benutzte Verfahren, den Glühdraht mit Aluminiumphosphat zu überziehen, als brauchbar. Man kann Ströme bis zu 10^{-5} Amp. mindestens einige Stunden lang erhalten. Nach dieser Zeit nimmt die Emission ab und der Draht ist vollkommen korrodiert und brüchig, so daß er bei kleinen Erschütterungen zerreißt. Damit der Draht leicht auszuwechseln war, wurde er daher durch einen mit Quecksilber gedichteten Schliff getragen. Bei länger dauernden Versuchen und starker Glut des Drahtes erwärmte sich das ganze Gefäß beträchtlich. Um trotzdem möglichst wenig Dämpfe zu erhalten, wurde das zur Zuleitung dienende Quecksilber gekühlt und außerdem am Untersuchungsgefäß ein U-Rohr, das in flüssige Luft tauchte, angebracht. Ferner wurde mit strömenden Gasen gearbeitet. Bei Wasserstoff ließ man das Gas durch ein Palladiumrohr hineinströmen, während die Pumpe dauernd lief, bei Luft strömte das Gas durch künstlich angebrachte kleine Undichtigkeiten ein.

Ein Einfluß durch Dämpfe oder fremde Gase auf die Resultate liegt anscheinend nicht vor, da sie sich unabhängig von den eben beschriebenen Vorsichtsmaßregeln erwiesen. Es mag hier erwähnt werden, daß ein frischer mit Phosphat bedeckter Draht etwas Gas abgibt, dagegen ein längere Zeit gebrauchter Wasserstoff sehr stark absorbiert. In einigen Fällen wurde als Ionenquelle ein einfacher blanker Platindraht benutzt. Die Intensität der Primärströme ist dann mehrere tausend Mal kleiner. Außerdem läßt die Intensität bekanntlich sehr schnell nach. Die Messungen mit blankem Draht sind daher ungenauer. Sie ergeben jedoch bis auf die durch die verschiedene Intensität der Primärströme bedingten Unterschiede die gleichen Resultate. Diese Messungen sind wichtig, weil sie verglichen werden können mit unter denselben Bedingungen durchgeführten Messungen mit Elektronen, wie weiter unten ausgeführt ist.

Wenig definiert ist leider die Natur der vom Glühdraht abgegebenen Ionen und schon diese Tatsache bringt es mit sich,

daß wir unsere Resultate nur als vorläufige betrachten müssen. Von blanken und mit Phosphor bedeckten Glühdrähten werden der Hauptsache nach einfach positiv geladene Wasserstoffatome und Moleküle sowie eine große Zahl Ionen mit einem e/m von ungefähr $30 \cdot 10^4$ angegeben[1]). Über die chemische Natur dieser letzteren Ionensorte läßt sich nichts sicheres sagen, da mehrere der in Frage kommenden Gase ein e/m von ungefähr 30 hat.

Fig. 4.

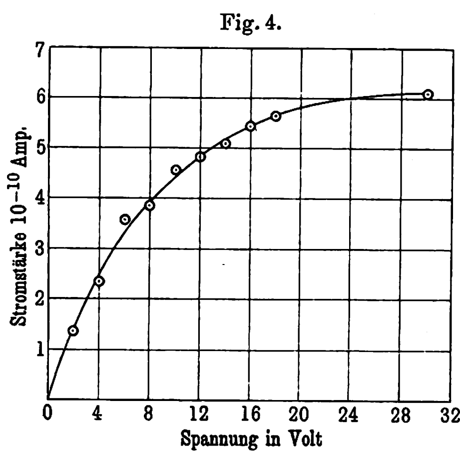
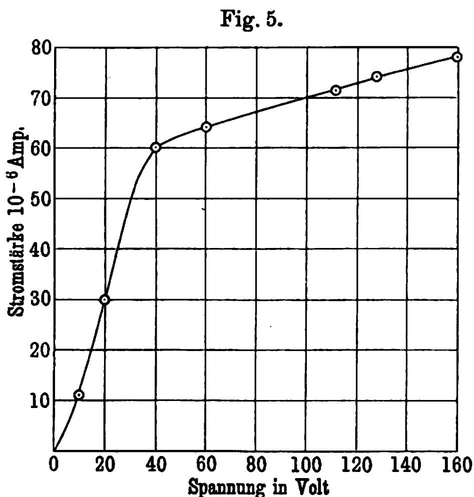


Fig. 5.



Ein weiterer Punkt, der die Deutung der Resultate erschwert, ist dadurch bedingt, daß bei den positiven Ionen, besonders wenn die Primärströme stark werden, erst bei hohen Potentialen Sättigung eintritt, so daß bei Erhöhung der Spannung zwischen Glühdraht und Netz nicht nur die Geschwindigkeit der durch das Netz tretenden Ionen, sondern auch ihre Zahl vermehrt wird. Auf die Form des Anstiegs der Ionisationskurven, besonders bei dem mit Phosphat bedeckten Draht, hat dieses Verhalten der positiven Ionen natürlich einen starken Einfluß. Sie müßte bei konstanter Zahl positiver Ionen sehr viel langsamer ansteigen.

---

[1]) Wir verdanken nähere Angaben hierüber Herrn Hüttemann, der in seiner im hiesigen Institut ausgeführten Dissertation diese Fragen behandelt hat.

Die Fig. 4 und 5 zeigen zwei Sättigungskurven, bei denen die erste mit einem blanken schon gealterten Glühdraht gewonnen ist. Hier ist schon bei 20 Volt praktisch die Sättigungsstromstärke erreicht. Die zweite Figur zeigt den Sättigungsstrom für einen frischen phosphatbedeckten Draht. Hier haben wir erst bei 60 Volt angenäherte Sättigung. Ist der Gasdruck hoch, so erhält man noch sehr viel später Sättigung. Diese Kurven erklären das von uns immer wieder beobachtete Resultat, daß, trotzdem die Sättigungsströme beim mit Aluminiumphosphat bedeckten Draht meistens etwa 10000mal größer sind als beim blanken Glühdraht, trotzdem bei kleinen Spannungen das Zahlenverhältnis der Ionen, die mit einer der angelegten Spannung entsprechenden Geschwindigkeit durch das Drahtnetz hindurchtreten, nur etwa 1 : 10 ist.

Wir wollen nun als Beispiel einer großen Zahl von Kurven, die alle das gleiche ergeben, einige Stoßionisationskurven bringen.

Fig. 6 gibt ein Beispiel von Resultaten, wie man sie in Wasserstoff mit einem phosphatbedeckten Drahte erhält. Der Druck war $^{10,5}/_{1000}$ mm. Man sieht, daß die Kurve von 8 Volt an ohne Knicke gleichmäßig ansteigt. Den asymptotischen Verlauf ersieht man am besten aus dem im 100mal vergrößerten Maßstab aufgetragenen Anfang der Kurve. Bei kleineren Spannungen Versuche anzustellen, erwies sich bei Benutzung des phosphatbedeckten Drahtes als nicht möglich, da das Potentialgefälle am Glühdraht selber 3 bis 4 Volt betrug. Die in den Kurven angegebenen Spannungen entsprechen immer dem höchsten Potential am Glühdraht. So hat man z. B. bei einem eingezeichneten Wert von 6 Volt in Wirklichkeit Werte der beschleunigenden Spannung von 6 Volt abwärts bis 2 Volt.

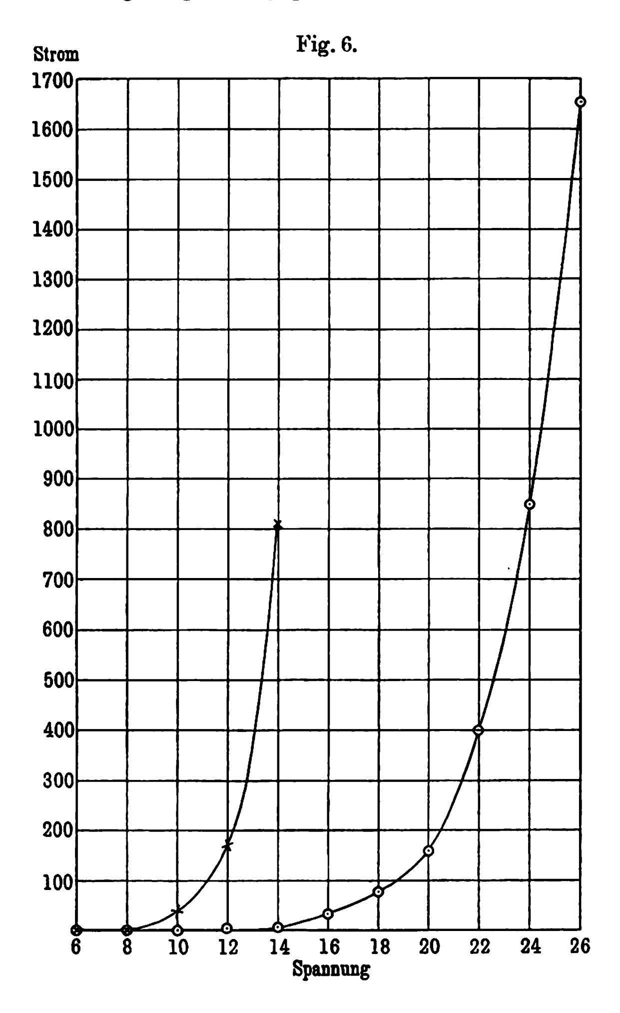
Die in Fig. 7 abgebildeten Kurven sind unter ähnlichen Bedingungen in Wasserstoff gewonnen, jedoch bei geringerer Glut des Drahtes und entsprechend geringeren Zahlen primär emittierter positiver Ionen. Man sieht, wie sich dabei die Grenze von der ab sich Ionisation mit Sicherheit nachweisen läßt, nach größeren Zahlen verschiebt, wie das auch nach dem asymptotischen Verlauf der Kurve zu erwarten ist. Der kleinste Wert, bis zu dem wir bei starker Ionenemission Ionisation bemerkt haben, ist 6 Volt.

Die in Fig. 8 angegebene Kurve, bei der die gemessenen Werte durch ⊙ bezeichnet sind, mag als Beispiel von Resultaten



dienen, wie sie mit einem blanken Glühdraht erhalten werden. Hier ist, wie erwähnt, die Gesamtzahl der emittierten positiven Ionen sehr viel geringer, dagegen der Prozentsatz der Ionen, die

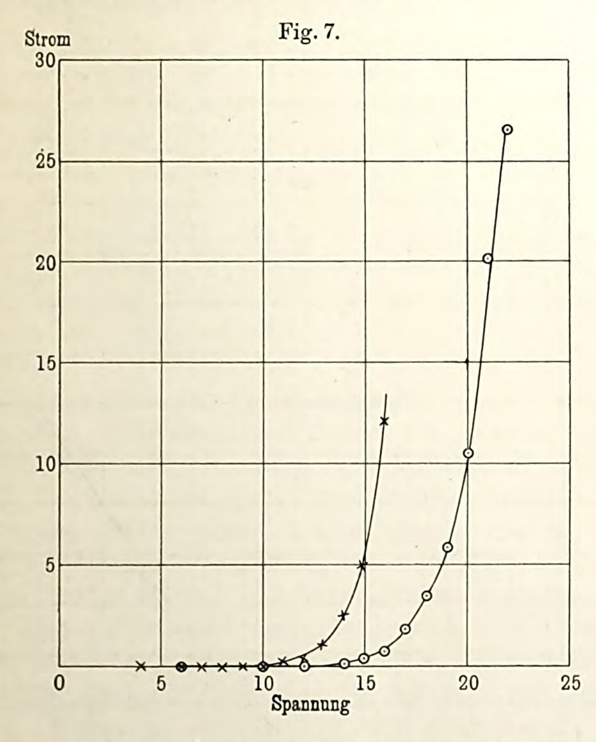
Fig. 6.



auch bei kleinen Spannungen die der angelegten Spannung entsprechende Geschwindigkeit haben, nur einige zehnmal kleiner als bei der starken Ionenquelle. Berücksichtigt man dies, so sieht man, daß kein wesentlicher Unterschied zwischen der Ionisation durch den Stoß der vom blanken und vom phosphatbedeckten

Draht abgegebenen Ionen besteht. Man bekommt auch hier denselben asymptotischen Verlauf, ohne daß man eine scharfe Grenze angeben kann, und die meßbare Ionisation setzt da ein, wo man es nach der durch besondere Messungen kontrollierten Zahl der positiven Ionen entsprechender Geschwindigkeit erwarten sollte. Auf solche vergleichenden Messungen der Geschwindigkeitsverteilung einzugehen, erübrigt sich hier; sie sind in gleicher

Fig. 7.

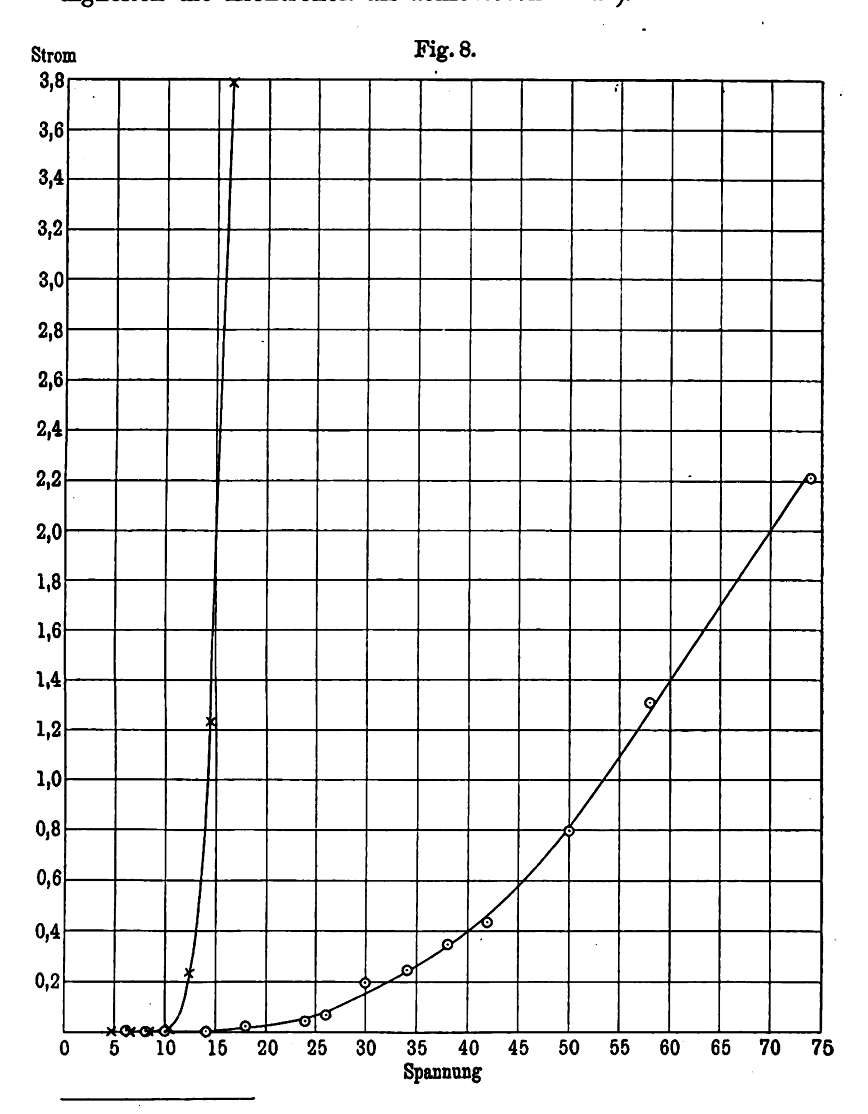


Weise gewonnen wie bei der Untersuchung der Ionisierungsspannung der Elektronen.

Zur Illustration des völlig unterschiedlichen Verhaltens der Ionisierung durch Elektronen zu der durch positive Ionen haben wir unter gleichen Bedingungen und mit angenähert gleicher Zahl primärer ionisierender Teilchen in Fig. 8 auch eine Meßreihe eingezeichnet, bei der die Elektronen als Ionisator dienten; es ist das die mit eingezeichneten Kreuzen versehene Kurve. Man sieht, wie steil die Kurve, die der Stoßionisation der Elektronen

entspricht, ansteigt, und wieviel wirksamer bei kleinen Geschwindigkeiten die Elektronen als Ionisatoren sind[1]).

Fig. 8.



[1]) Wir haben dann noch einige Messungen angestellt, bei denen das zu ionisierende Gas Luft war, ohne daß dabei sich wesentlich andere Resultate als in Wasserstoff ergeben hätten. Es ist daher nicht nötig, auf diese Resultate näher einzugehen.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die positiven Ionen zwar sehr viel schwächere Ionisatoren als die Elektronen sind, daß sich aber bei genügend großer Zahl stoßender Teilchen auch unterhalb der Ionisierungsspannung der Elektronen noch Ionisation nachweisen läßt. Die untere Grenze, bis zu der wir bisher gekommen sind, entspricht 6 Volt. Der Verlauf der Kurven scheint jedoch darauf hinzuweisen, daß noch reichere Ionenquellen auch bei noch kleineren Geschwindigkeiten merkliche Ionisation hervorrufen würden. Auf das Vorhandensein einer definierten Ionisierungsspannung für die Ionisation durch positive Ionen können wir bisher nicht schließen. Wenn es eine Ionisierungsspannung für positive Ionen gibt, so muß sie kleiner sein als die der Elektronen, jedenfalls bei den von uns benutzten Ionensorten.

Dies Resultat scheint recht merkwürdig, da eine einfache Überlegung (Anwendung des Impulssatzes für die Zusammenstöße zwischen Ionen und Molekülen) zeigt, daß nur ein Bruchteil der translatorischen Energie der Ionen zur Ionisation verwandt werden kann.

Stellt man sich auf den Standpunkt, daß die Ionisierungsspannung der Elektronen, multipliziert mit ihrer Ladung gleich der Ionisierungsarbeit ist, dann muß natürlich dieselbe Arbeit auch bei der Ionisation durch positive Ionen geleistet werden. Man wird dann annehmen müssen, daß die Energie nicht nur der kinetischen Energie der positiven Ionen, sondern auch anderen Energiequellen entstammt. Insbesondere wäre da an Wärmetönungen durch chemiche Prozesse zu denken. Daß diese Wärmetönungen pro Molekül recht stattliche mit der Translationsenergie vergleichbare Energien darstellen, ist bekannt, und ferner weiß man aus Erfahrungen von Haber und Just[1]) u. a., daß die Wärmetönungen zur Ionisation ausgenutzt werden können. Für eine solche Auffassung sprechen weiter die Erfahrungen an Kanalstrahlen, aus denen hervorgeht, daß für die Ionisation bzw. Umladung es sehr auf die chemische Natur der zusammenstoßenden Teilchen ankommt[2]). Eine Prüfung dieser Auffassung ist möglich, wenn man als stoßende und gestoßene Teilchen Atome eines Edel-

---

[1]) Haber und Just, Ann. d. Phys. (4) **36**, 308, 1911 und Phys. ZS. **12**, 1035, 1911.

[2]) Literatur siehe bei J. Stark, Phys. ZS. **14**, 768, 1913.

gases benutzt, statt der chemisch aktiven verschiedenen Ionensorten, die der Glühdraht emittiert.

Eine zweite Möglichkeit, die erhaltenen Resultate zu deuten, besteht in der Annahme der SOMMERFELDschen Auffassung der Ionisation. Danach stellt das Produkt aus der Ionisierungsspannung und der Ladung der Elektronen die kleinste Energie dar, die ein Elektron an das Molekül abzugeben vermag. Die wirkliche Ionisierungsarbeit müßte demnach nur der Bedingung genügen, daß sie kleiner ist als dieser Betrag. Da für positive Ionen nicht quantenhafte Energieübertragung von derselben Größe wie bei Elektronen anzunehmen ist, so würde auch die SOMMERFELDsche Theorie den erhaltenen Resultaten gerecht werden. Wir hoffen, bald über weitere Experimente berichten zu können und sehen daher diese Mitteilung nur als vorläufige an. Aus diesem Grunde wollen wir erst später auf eine weitere Besprechung von Zusammenhängen der Ionisation durch positive Ionen mit den Gasentladungen eingehen.

Zusammenfassung.

1. Die Ionisation durch den Stoß der von einem glühenden Draht abgegebenen Ionen wurde nach demselben Verfahren untersucht, das zur Ermittelung der Ionisierungsspannung der Elektronen gedient hatte.

2. Es ergab sich dabei, daß die positiven Ionen viel schwächere Ionisatoren sind als die Elektronen, wie das auch schon früher angenommen wurde.

Eine definierte Ionisierungsspannung der positiven Ionen ließ sich nicht nachweisen. Falls es für +-Ionen eine solche gibt, so muß sie in Luft und in Wasserstoff unter 6 Volt liegen, also kleiner sein als für Elektronen.

3. Es werden mögliche theoretische Deutungen dieser Resultate diskutiert.

Ein Teil der benutzten Apparate ist aus Mitteln der Jagorstiftung und der Solvaystiftung angeschafft, wofür wir den Stiftungskommissionen auch hier bestens danken möchten.

Berlin, Dezember 1913. Physik. Institut der Universität.

Über den Einfluss der Härte der Röntgenröhre auf die Interferenzerscheinungen an Kristallen;

von W. Friedrich.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Eingegangen am 25. Dezember 1913.)

In seinem Vortrag auf der diesjährigen Naturforscherversammlung in Wien über Röntgenstrahleninterferenzen [1]) war von dem Verfasser die Ansicht vertreten worden, daß die relative Intensität der Interferenzmaxima im Interferenzphotogramm wesentlich von der spektralen Intensitätsverteilung der auf den Kristall auffallenden Strahlen abhängt, daß demnach die Betonung einzelner Maxima vermutlich ihren Grund darin hat, daß die zu diesen gehörigen Wellenlängen an Intensität im Spektrum der Primärstrahlen ausgezeichnet sind. Die ursprüngliche Vermutung, daß charakteristische Strahlungen des Antikathodenmaterials auf die Intensität einen Einfluß ausüben konnten, war durch die Versuche mit verschiedenem Antikathodenmaterial unwahrscheinlich gemacht. Diese Strahlen von großer Wellenlänge kommen erst bei der Reflexion an Spaltflächen bzw. an kristallographischen Ebenen, deren Abstand voneinander gemäß ihrer dichten Besetzung mit Atomen relativ sehr groß ist, zur Geltung. Solche Ebenen sind aber bei dem Zustandekommen der symmetrischen oder nahezu symmetrischen Photogramme, von denen hier die Rede ist, nicht wirksam. Die Interferenzbilder werden demnach ausschließlich hervorgebracht von dem kontinuierlichen Teil des Spektrums. Die Lage des Intensitätsmaximums dieses Teiles des Spektrums hängt aller Wahrscheinlichkeit nach von der Spannung und somit von der Härte der Röhre ab, und es ist zu vermuten, daß bei entsprechender Änderung der Härte mit der Verschiebung des Maximums im Spektrum eine Verschiebung der relativen Intensität der Interferenzflecke im Photogramm Hand in Hand geht.

Bei den bisherigen Aufnahmen war kein erkennbarer Unterschied in der relativen Intensität vorhanden [2]), wohl aus dem

---

[1]) Phys. ZS. **14**, 1079—1084, 1913.
[2]) Münch. Ber. 1912, 311—322; Ann. d. Phys. **41**, 971, 1913.

Grunde, weil fast immer harte Röhren aus Rentabilitätsgründen verwandt wurden. Die bei den Röhren durch die Regeneration bedingten Härteschwankungen haben deshalb keinen großen Einfluß, weil in den Zeiten des weichen Zustandes der Röhre viel weniger Energie an Röntgenstrahlen ausgestrahlt wird, als während des harten Zustandes, so daß also das Interferenzbild zum allergrößten Teil durch die harten Strahlen hervorgebracht ist.

Durch geeignete Wahl der Betriebsstromstärke der Röhre und Verwendung einer sehr fein regulierbaren Regeneriervorrichtung ist es möglich, eine und dieselbe Röhre in sehr verschiedenen Härtegraden auch während sehr langer Expositionsdauer innerhalb äußerst geringer Härteschwankungen konstant zu halten.

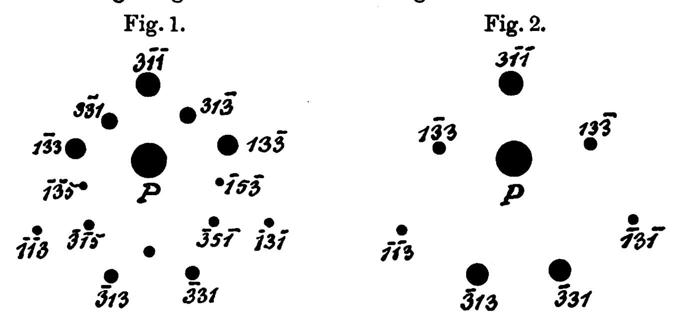


Fig. 1 gibt nun das schematische Bild einer Aufnahme mit Zinkblende, die etwa 2° 50′ geneigt gegen eine dreizählige Symmetrieachse durchstrahlt wurde. Es wurde die geneigte Durchstrahlung derjenigen parallel einer Symmetrieachse vorgezogen, weil bei der ersteren die Auswahl an verschiedenen Wellenlängen größer ist, da die durch die Symmetrie gleichberechtigten Flecken jetzt nicht mehr dieselbe Wellenlänge haben. Die Härte der Röhre betrug während der ganzen Expositionsdauer von 1000 Milliamp.-Minuten mindestens 10,5 Wehnelteinheiten und höchstens 11.

Fig. 2 zeigt eine Aufnahme mit demselben Kristallstück in gleicher Orientierung mit derselben Röhre aufgenommen; jedoch betrug die Härte während der Expositionsdauer, die in diesem Fall bis auf 6000 Milliamp.-Minuten ausgedehnt wurde, um gute Schwärzung der Interferenzflecken zu erhalten, höchstens 4,5 Wehnelteinheiten und mindestens 4 [1]).

[1]) In der ausführlichen Arbeit werden die dazu gehörigen Spannungen angegeben werden.

Ein Vergleich der beiden Schaubilder, in denen die Interferenzmaxima in der üblichen Weise durch die kristallographischen Indices derjenigen kristallographischen Flächen bezeichnet sind, an denen die Flecken gespiegelt erscheinen, während die Intensität durch die Größe der Kreise angedeutet ist, ergibt in der Tat, daß ein Einfluß der Härte auf die relative Intensität der Interferenzmaxima im Photogramm vorhanden ist. Der Interferenzfleck mit den Indices $(3\bar{1}\bar{1})$ ist in beiden Aufnahmen ziemlich gleich intensiv geblieben. Dagegen $(1\bar{3}3)$ und $(13\bar{3})$ ist in Fig. 1 viel stärker als in Fig. 2, während $(\bar{3}13)$ und $(\bar{3}31)$ in Fig. 1 bedeutend schwächer auftreten als in Fig. 2. $(3\bar{3}1)$, $(31\bar{3})$, $(\bar{3}\bar{1}5)$, $(\bar{3}5\bar{1})$ und einige schwächere Flecken fehlen in Fig. 2 vollständig. P bedeutet den Durchstoßungspunkt der Primärstrahlen. In den Originalaufnahmen sind natürlich viel mehr Flecken vorhanden, an denen ebenfalls der Einfluß der Härte der Röhre zu erkennen ist. Der Übersichtlichkeit halber sind hier nur einige charakteristische gezeichnet.

Eine Berechnung der zu den einzelnen Flecken gehörigen Wellenlängen bzw. des mit der Wellenlänge λ umgekehrt proportionalen Ausdruckes $\frac{2a}{\lambda}$ zeigt, daß der Einfluß der Härte der Röhre durchaus in dem Sinne erfolgt, wie es nach dem oben Gesagten zu erwarten ist.

In der folgenden Tabelle sind die Werte für $\frac{2a}{\lambda}$ in der zweiten Spalte eingetragen, wie sie sich nach der Formel

$$\frac{2a}{\lambda} = \frac{\Sigma h^2}{\alpha_0 h_1 + \beta_0 h_2 + \gamma_0 h_3}$$

berechnen, die sich leicht aus den drei Laueschen Grundformeln

$$\alpha_0 - \alpha = h_1 \frac{\lambda}{a}; \quad \beta_0 - \beta = h_2 \frac{\lambda}{a}; \quad \gamma_0 - \gamma = h_3 \frac{\lambda}{a}$$

ableiten läßt.

Für unseren Fall ist nun $\alpha_0 = 0{,}536$. Nach

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$$

und aus Symmetriegründen ist

$$\beta_0 = \gamma_0 = 0{,}597.$$

Also

$$\frac{2a}{\lambda} = \frac{\Sigma h^2}{0{,}536 \,.\, h_1 + 0{,}597\,(h_2 + h_3)}.$$

In der ersten Spalte stehen die oben angegebenen Indices der einzelnen Flecken, die hier mit den LAUEschen h_1, h_2 und h_3 identisch sind, und schließlich in der letzten Spalte die Schwärzungen der Flecken, gemessen mit dem HARTMANNschen Mikrophotometer, S_1 für die Aufnahme mit harter Röhre, S_2 für die andere, mit Berücksichtigung der Schleierschwärzung.

Indices	$\frac{2a}{\lambda}$	S_1	S_2	Indices	$\frac{2a}{\lambda}$	S_1	S_2
$3\bar{1}\bar{1}$	26,6	1,35	1,09	$\bar{3}13$, $\bar{3}31$	24,4	0,61	0,77
$\bar{1}3\bar{1}$, $\bar{1}\bar{1}3$	16,2	0,15	0,09	$\bar{3}\bar{1}5$, $\bar{3}5\bar{1}$	45,0	0,45	0
$3\bar{3}1$, $31\bar{3}$	46,0	0,80	0	$\bar{1}\bar{3}5$, $\bar{1}5\bar{3}$	53,2	0,32	0
$1\bar{3}3$, $13\bar{3}$	35,2	0,95	0,18	$5\bar{3}\bar{1}$, $5\bar{1}\bar{3}$	119,8	0	0

Wir sehen, wie in der Aufnahme mit weicher Röhre Flecken, zu denen kleine λ gehören, geschwächt erscheinen oder für $\frac{2a}{\lambda} > 45$ ganz ausfallen gegenüber der Aufnahme mit harten Strahlen. Dagegen ist ein Fleck mit großen λ $\left(\frac{2a}{\lambda} = 24{,}4\right)$ stärker in der Aufnahme mit weicher Röhre als in der mit harter Röhre vertreten.

Angesichts der Tatsache, daß ein Einfluß der Härte der Röhre und somit der spektralen Intensitätsverteilung auf die Intensität der Interferenzflecken vorhanden ist, liegt der Versuch nahe, aus den Intensitäten der einzelnen Flecken und der dazu gehörigen Wellenlänge eine wirkliche spektrale Intensitätsverteilungskurve zu gewinnen, und Herr P. EWALD hat in einer demnächst erscheinenden Arbeit solche Intensitätskurven von guter Übereinstimmung für die vier-, drei- und zweizählige Zinkblendeaufnahme, die der Verfasser seinerzeit mit Herrn KNIPPING aufgenommen hat, gezeichnet.

Freilich muß hierbei bedacht werden, daß sich eine erhebliche Anzahl von Fehlerquellen einstellen, die die Intensitätskurve entstellen und ein falsches Bild vortäuschen. Es seien nur die

hauptsächlichsten erwähnt: Der DEBIJEsche Temperaturfaktor, das verschieden große Schwärzungsvermögen der verschiedenen Wellenlängen im Spektrum, sowie die Unkenntnis des Schwärzungsgesetzes, schließlich die Absorption der Interferenzstrahlen im Kristall selbst, die gleichfalls für die verschiedenen Wellenlängen verschieden ist. Besonders die letztgenannten Faktoren sind, wie Versuche zeigen, von großem Einfluß. Durch Verwendung eines für Röntgenstrahlen möglichst durchsichtigen Kristalls (Diamant) und durch Variation von dessen Dicke lassen sich, wie der Verfasser hofft, auch diese beseitigen, wie sich der DEBIJEsche Temperaturfaktor durch geeignete Wahl des Materials so verkleinern läßt, daß er nicht in Frage kommt. Über die definitiven Versuche soll an anderer Stelle berichtet werden.

München, 20. Dez. 1913. Institut f. theoret. Physik d. Univ.

Über das Spektrum der Röntgenstrahlen;

von J. Herweg.

Zweite Mitteilung.

Ein Spektrograph für Röntgenstrahlen; die Linien des Platins und Wolframs.

Mit einer Tafel.

(Eingegangen am 18. Dezember 1913.)

In einer vorläufigen Mitteilung[1]) habe ich gezeigt, wie man Linien des Röntgenstrahlspektrums in einem kleinen Spektralbereich photographisch aufnehmen kann. Ich habe jetzt einen Spektrographen für Röntgenstrahlen gebaut, der es gestattet, verschiedene Ordnungen des Spektrums gleichzeitig zu photographieren und die Linien recht genau festzulegen.

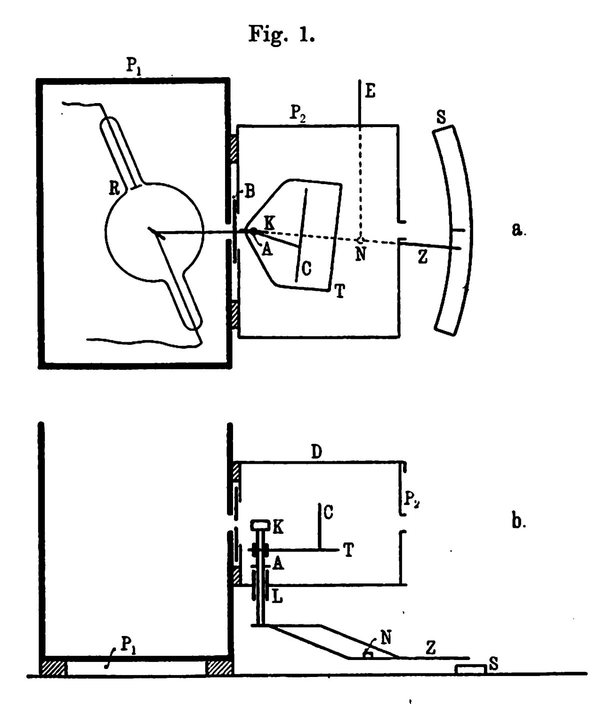
Der Spektrograph.

Das Prinzip des Spektrographen ist aus Fig. 1 zu ersehen. Fig. 1a zeigt den Grundriß, 1b den Aufriß. In einem mit dickem Bleiblech bekleideten Kasten P_1 befindet sich fest montiert die

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 555—556, 1913.

Röntgenröhre R. Die Röntgenstrahlen fallen durch die 0,3 mm breite und 2 mm hohe rechteckige Bleiblende B auf die Gipsplatte K. Diese ist 2 cm hoch, 3,5 cm lang und etwa 1 mm dick, sie ist aus einem Kristall in der Hauptspaltebene herausgespalten, ganz eben und ohne Schlieren. Als Träger für die Gipsplatte dient die Achse A des drehbaren Tischchens T, auf dem gleichzeitig an einem Halter die photographische Platte C befestigt wird. Die Achse A läuft in dem Lager L (Fig. 1 b). Mit ihr

Fig. 1.



starr verbunden ist außer T, K und C noch der Hebel Z, der gleichzeitig als Zeiger dient und auf der Gradeinteilung S spielt. In N greift ein seitlicher Hebel E an, mit dessen Hilfe der Tisch T mit der photographischen Platte und dem Kristall in eine langsame, gleichförmige, hin und her gehende Bewegung um die Achse A versetzt werden kann (Dauer eines Hinganges bei einem Bereich von 10° etwa 5 Minuten). Diese hin und her gehende Bewegung wird durch einen Elektromotor, Schneckenrad, Schlittenverschiebung und einen automatischen Umschalter erreicht. Durch

Einstellung des Umschalters kann der Bereich beliebig bestimmt werden. Die Einzelheiten sind zum Teil aus der photographischen Aufnahme des ganzen Aufbaues (Fig. 1 der Tafel) zu ersehen. Der Zweck dieser Anordnung ist wohl ohne weiteres klar.

Es handelt sich ja doch darum, das Spektrum der Röntgenstrahlen in einem größeren Bereich aufzunehmen.

Wie ich in meiner ersten Mitteilung[1]) gezeigt habe, kann man das einmal dadurch erreichen, daß man den Spalt *B* sehr weit macht und die Strahlen von einer feststehenden Gipsplatte auf eine feststehende photographische Platte reflektieren läßt. Man bekommt dann auf der photographischen Platte ein Band, das von den unter verschiedenem Winkel an der Gipsplatte reflektierten Strahlen gebildet wird. Da verschiedenen Winkeln aber verschiedene Wellenlängen entsprechen, so stellt das Band ein Spektrum dar, in dem die besonders stark vorhandenen Wellenlängen als Linien oder Banden auftreten. Diese Methode hatte aber noch einen Nachteil: wollte man einen möglichst großen Bereich aufnehmen, so mußte der Spalt sehr breit sein und damit auch, zumal bei kleinen Einfallswinkeln, der Kristall sehr groß. Jedenfalls stammten die reflektierten Strahlen von verschiedenen Teilen des Kristalls, und wenn dieser in seinen Teilen auch nur ganz geringe Verschiedenheit zeigte, so konnte das unkontrollierbare Fehler hervorrufen. Bei der neuen Methode ist dieser Nachteil vermieden; die Strahlen fallen stets in *A* auf den Kristall auf und werden dort reflektiert. Außerdem ist der gleichzeitig aufzunehmende Bereich praktisch unbegrenzt; doch wurde meist nur ein Bereich von 10° photographiert, da dieser auch bei kleinen Einfallswinkeln schon eine fünf- bis sechsstündige Expositionszeit erforderte.

Das Mitbewegen der photographischen Platte hat den Vorteil, daß der Verschiebung des Zeigers *Z* um 1° eine Verschiebung des reflektierten Strahles auf der photographischen Platte um den gleichen Winkel entspricht. Die Enden des Spektrums sind also in Graden bestimmt durch die Umkehrpunkte des Zeigers *Z*. Treten Linien im Spektrum auf, so kann der Reflexionswinkel, unter dem sie auftreten, leicht bestimmt werden.

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 555—556, 1913.

Diese Winkelmessung wurde übrigens später nur zur Orientierung benutzt, da es Schwierigkeiten macht, die Enden des Spektrums festzulegen. Auf die genaue benutzte Methode komme ich unten zurück.

Die Linien des Platins.

Zunächst war es für mich von großem Interesse, festzustellen, ob meine photographische Methode die Resultate von MOSELEY und DARWIN [1]), die sich bekanntlich der Ionisationsmethode bedienten, bestätigen würde.

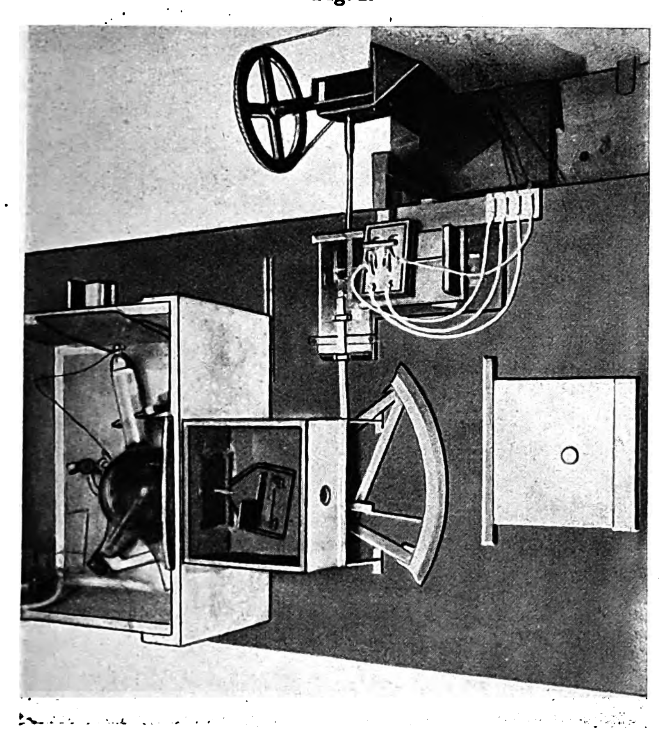
MOSELEY und DARWIN fanden in der Strahlung einer Röntgenröhre mit Platinantikathode fünf Linien, die sie mit α, β, γ, δ, ε bezeichneten. Diese Linien treten auch in meinen Photographien sehr deutlich hervor. In der Reproduktion (Fig. 2 der Tafel), welche die ursprüngliche Aufnahme auf etwa das Dreifache vergrößert darstellt, sind die Linien β und γ, die sehr nahe zusammenliegen, wohl kaum noch getrennt zu sehen, auch treten die Linien δ und ε, die ebenfalls nahe beisammen liegen und außerdem die Kante einer Art Bande bilden, nicht recht hervor. Die bezeichneten Linien sind die Linien erster Ordnung, die zweite Ordnung ist auch noch rechts schwach und verwaschen zu erkennen. Bei dieser Aufnahme wurde Kristall und Platte in dem Bereich von etwa 2 bis 12° hin und her gedreht. Etwas besser tritt die zweite Ordnung in Fig. 3 der Tafel hervor, die einen Bereich von 4 bis 14° umfaßt. Es ist mir gelungen, die Linien bis zur vierten Ordnung zu verfolgen.

Es handelte sich nun darum, die Winkel, unter denen die Linien auftreten, genau zu bestimmen. Die Methode ist aus Fig. 2 zu ersehen. K ist der Kristall, C die senkrecht zu ihr stehende photographische Platte, α_1, α_2, α_3 seien die Bilder der α-Linie in der ersten, zweiten und dritten Ordnung. Die Abstände α_1 von α_2 und α_2 von α_3 konnten mikroskopisch bis auf Bruchteile von $^1/_{10}$ mm genau bestimmt werden (sie waren nahe gleich), damit war aber auch die Lage von O bekannt. Man hätte O auch optisch bestimmen können, doch halte ich die Methode nicht für so ganz einwandfrei, weil die optische Winkelmessung doch auf einem Oberflächeneffekt beruht, wir es aber bei der Reflexion der

---

[1]) Phil. Mag. (6) 26, 210—232, 1913.

Fig. 1.



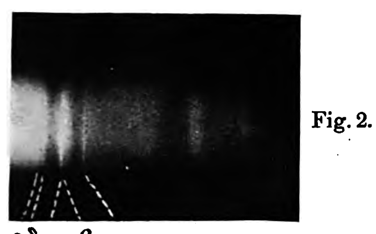
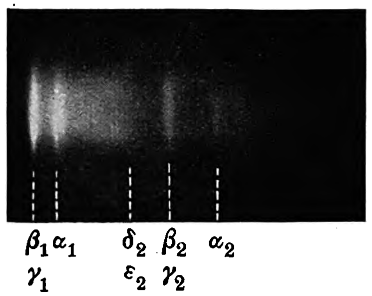


Fig. 2.

Fig. 3.



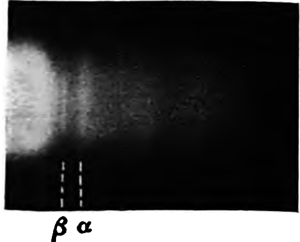


Fig. 4.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Röntgenstrahlen keineswegs mit einem Oberflächeneffekt zu tun haben.

Ist der Punkt O festgelegt und OK gemessen, so ist natürlich

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{O\alpha_1}{OK}$$

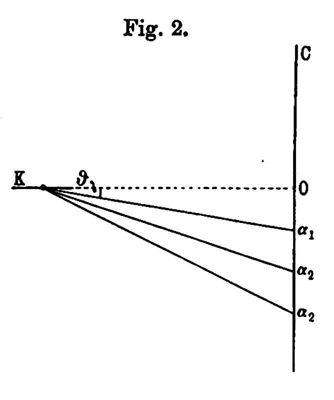
und damit ϑ, d. h. der Winkel, unter dem die Linie α in der ersten Ordnung erscheint, bestimmt. In gleicher Weise wurden die Winkel der anderen Linien erhalten.

In der folgenden Tabelle sind die Werte, die MOSELEY und DARWIN gefunden haben, mit meinen Werten zusammengestellt:

α	β	γ	δ	ε	
4° 59′	4° 16½′	4° 13½′	3° 39′	3° 32′	MOSELEY und DARWIN
4° 56,6′	4° 16,4′	4° 11,6′	3° 39,4′	3° 25′	HERWEG

Die Übereinstimmung ist sehr gut, nur bei der Linie ε zeigt sich eine etwas größere Abweichung, die sich wohl dadurch erklärt, daß diese Linie sehr schwach ist und sich kaum aus dem bandenartigen Hintergrund heraushebt.

Fig. 2.



Ich möchte nun auf einen Unterschied zwischen meinen Aufnahmen und den Resultaten von MOSELEY und DARWIN hinweisen. MOSELEY und DARWIN finden ihre Linien auf einem kontinuierlichen Hintergrunde liegend, der, bei kleinen Winkeln mit großer Intensität beginnend, nach größeren Winkeln schnell, aber kontinuierlich an Intensität verliert.

Bei meinen Aufnahmen zeigen sich deutlich außer den charakteristischen Linien auch noch Intensitätsverteilungen, die man wohl als Banden ansprechen kann. In Fig. 2 der Tafel bilden die Linien δ und ε die Kante einer Art Bande, die aber in der nächsten Ordnung, wenn auch verwaschen, noch deutlich zu erkennen ist. Diese Banden können in der charakteristischen Strahlung enthalten sein, sie können aber auch durch die photographische Platte vorgetäuscht werden. Wenn nämlich die Sensibilität der Platte für Wellenlängen größer als die der δ-Linie plötzlich stark

abnimmt, so müßte ein derartig bandenartiges Gebilde auftreten. Da aber die langwelligen Linien γ, β und α sehr stark hervortreten mit Intensitätsverhältnissen, die schätzungsweise von derselben Größenordnung sind, wie sie MOSELEY und DARWIN fanden, so scheint mir die letztere Erklärung nicht wahrscheinlich. Jedenfalls müssen hier noch eingehendere Versuche Klarstellung schaffen.

Die Linien des Wolframs.

Figur 4 der Tafel zeigt eine Aufnahme, die mit Wolframantikathode gemacht wurde. Leider ist es mir bis jetzt nicht gelungen, ganz scharfe Linien zu bekommen, und deswegen ist ein exakter Vergleich mit den Aufnahmen von Platin noch nicht möglich. Nach Vergleich der beiden Originalplatten durch Übereinanderlegen möchte ich es aber als sehr wahrscheinlich hinstellen, daß Wolfram dasselbe charakteristische Spektrum nur mit einer anderen Intensitätsverteilung gibt[1]).

Die α-Linie ist in der Reproduktion (Fig. 4 der Tafel) ganz deutlich zu sehen; während aber bei Platin die Doppellinie $\beta\gamma$ am stärksten erscheint, tritt an ihrer Stelle beim Wolfram nur eine schwache, im Original aber deutlich wahrnehmbare Linie hervor. Auch die $\delta\varepsilon$-Linie ist im Spektrum zweiter Ordnung gut zu erkennen. Wenn, wie ich glaube, weitere Aufnahmen die Identität der beiden Spektren einwandfrei feststellen, so darf man dann wohl nicht mehr von den charakteristischen Linien des Platins oder Wolframs sprechen, sondern man muß die Strahlungsquelle suchen in einem Bestandteil des Atoms, der den verschiedenen Elementen gemeinschaftlich ist, eine Annahme, die durchaus nicht so ungewöhnlich wäre, wenn man an die radioaktiven Elemente (Heliumatom) denkt.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

[1]) Ähnliches hat BARKLA bei Untersuchung der charakteristischen Sekundärstrahlung verschiedener Metalle durch Absorptionsmessungen (Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 8, 485, 1911) gefunden. Er schreibt: Es ist wichtig, zu bemerken, daß kein Anzeichen für irgend eine unvermittelte Änderung im Charakter der Strahlung bei einer Änderung im Atomgewicht des strahlenden Stoffes vorliegt.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 30. Januar 1914. Nr. 2.

Sitzung vom 9. Januar 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **Alfred Schulze** berichtet
über die Abweichungen von den Gasgesetzen bei den Dämpfen von Kohlenstoffverbindungen.

Ferner spricht Hr. **F. F. Martens**

1. über die Vorzüge des LORENTZschen Maßsystems,
2. über den Gebrauch ähnlicher Bezeichnungen für eine Größe und den Zahlenwert der Größe in zur zahlenmäßigen Berechnung bestimmten Gleichungen.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

J. Herweg: Über das Spektrum der Röntgenstrahlen. Zweite Mitteilung. Ein Spektrograph für Röntgenstrahlen; die Linien des Platins und Wolframs.

Karl Scheel und **Wilhelm Heuse**: Über die absolute Ausdehnung des Quarzglases bis zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs.

J. Franck und **G. Hertz**: Zur Theorie der Stoßionisation.

Eva v. Bahr und **J. Franck:** Über Ionisation durch positive Ionen.

M. Wolfke: Zur Quantentheorie. Dritte vorläufige Mitteilung.

W. Friedrich: Über den Einfluß der Härte der Röntgenröhre auf die Interferenzerscheinungen an Kristallen.

A. Kalähne: Ein akustisches Verfahren zur Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten.

Wilhelm H. Westphal: Zur Ableitung des WIENschen Verschiebungsgesetzes.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. FRITZ HEUSLER, Isabellenhütte bei Dillenburg.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. RICHARZ.)

Hr. Dr. OTTAVIO BONAZZI, Istituto di Fisica, Pisa.
(Vorgeschlagen durch Hrn. J. FRANCK.)

Hr. cand. phil. WERNER LOEST, Neukölln, Richardplatz 8.
(Vorgeschlagen durch Hrn. O. v. BAEYER.)

Hr. cand. phil. ALFRED JACHAN, Berlin N 39, Fennstraße 15.
Hr. cand. phil. W. HÜTTEMANN, Berlin S 59, Müllenhoffstraße 13.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Von der im vorjährigen letzten Hefte der „Verhandlungen" abgedruckten Mitgliederliste sind mit größerem Zeilendurchschuß versehene, perforierte und gummierte Exemplare hergestellt, welche als Klebeadressen bei der Versendung von Sonderabzügen u. dgl. verwendbar sind. Diese Exemplare werden, soweit der Vorrat reicht, zum Selbstkostenpreise, gegen Einsendung von 80 Pfennig in deutschen Briefmarken oder entsprechend vier internationalen Antwortscheinen an den Sekretär der Gesellschaft Herrn **H. Koch, Charlottenburg, Schloßstraße 9,** portofrei abgegeben.

Ein akustisches Verfahren zur Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten; von A. Kalähne.

(Eingegangen am 4. Januar 1914.)

---

1. Grundlage des Verfahrens. Wie bekannt, wird die Bewegung eines festen Körpers in einem gasförmigen oder flüssigen Medium durch den Trägheitswiderstand des Mediums beeinflußt, indem ein Teil desselben mitgerissen und gezwungen wird, an der Bewegung teilzunehmen. In der Bewegungsgleichung des Körpers kommt das dadurch zum Ausdruck, daß seine Masse scheinbar größer ist als im Vakuum. Je dichter das Medium ist, desto bedeutender wird die scheinbare Massenzunahme.

Ist die Bewegung des festen Körpers eine Schwingung, so bewirkt die scheinbare Massenvergrößerung eine Änderung der Schwingungsfrequenz, und zwar eine Verkleinerung derselben. Fällt die ursprüngliche Frequenz in das Gebiet der hörbaren Töne, so kann man die Frequenzänderung, wenn sie groß genug ist, als Änderung der Tonhöhe wahrnehmen. Diese Erscheinung ist an schwingenden Körpern in Flüssigkeiten beobachtet und mehrfach untersucht worden [1]). Es hat sich dabei gezeigt, daß es genügt, allein den Trägheitswiderstand, d. h. also die Dichte des Mediums, zu berücksichtigen. Seine Elastizität kommt nicht, seine Zähigkeit, also der Einfluß der Reibung, nur in Sonderfällen (bei extrem großer Zähigkeit) in Betracht. Der Einfluß der Dämpfung infolge von Reibung (und ebenso infolge Energieverlustes durch Strahlung) auf die Frequenz ist bei allen praktisch in Betracht kommenden Dämpfungsgraden so gering, daß er vernachlässigt werden kann. Denn die durch Dämpfung erzeugte Frequenzänderung beträgt bei einem logarithmischen Dekrement [2]) von 0,1 nur erst etwa 0,13 Tausendstel der Frequenz; und die bei akustischen Schwingungen üblichen Dekremente sind viel

---

1) Vgl. die Literaturzusammenstellung im Handbuch d. Physik, 2. Aufl., Bd. II (Akustik), von Auerbach, S. 116 ff.

2) Es ist das auf die ganze Schwingungsperiode bezogene natürliche logarithmische Dekrement gemeint.

kleiner als 0,1, welchem Werte eine Amplitudenabnahme von 1 auf $1/e = 1/2{,}718$ schon nach zehn Schwingungen entspricht.

2. Ältere Beobachtungen. Einigermaßen ausführlich ist die Einwirkung auf die Frequenz der Eigenschwingungen tönender Körper nur bei Flüssigkeiten untersucht. Für Gase, deren Einfluß infolge viel geringerer Dichte (wenigstens bei nicht extrem hohen Drucken) natürlich weit kleiner ist, liegen nur wenige Beobachtungen vor, z. B. von HARTMANN-KEMPF [1]), der fand, daß die Eigenfrequenz einer keilförmigen Stahllamelle (Länge 52 mm, Breite 7,5 mm, Dicke 0,45 bis 0,8 mm) im Vakuum ein wenig (etwa 0,1 Proz.) höher war als in Luft. TUMA [2]) untersuchte eine Stimmgabel unter der Luftpumpe und fand zwischen 0 und 760 mm Quecksilberdruck lineare Abhängigkeit der Schwingungszahl vom Druck, d. h. also auch von der Dichte. Die Änderung war aber sehr klein, wie aus seiner Formel

$$\varphi = 2{,}5756 + 0{,}000\,135\, P$$

hervorgeht, in der P den Druck in Millimeter Quecksilbersäule, φ die Zahl der Schwebungen darstellt, die die Untersuchungsgabel mit einer Normalgabel machte. Sie beträgt hier nur 0,000 135 Schwingungen/Sekunde für 1 mm Druckunterschied, d. h. für $^1/_{760}$ der normalen Luftdichte. Für 760 mm, d. h. für den einer ganzen Atmosphäre entsprechenden Dichteunterschied ist sie also 0,1027 Schwingungen/Sekunde. Die prozentische Änderung der Schwingungszahl ist nicht ohne weiteres angebbar, da TUMA die absolute Schwingungszahl nicht mitteilt. Berechnet man jedoch aus den angegebenen Dimensionen der Gabel (Zinkenlänge $l = 100$ mm, Dicke $d = 5$ mm, Breite $b = 14$ mm) die Schwingungszahl nach der Formel von MERCADIER [3]), die wenigstens angenähert richtige Werte gibt, so findet man

$$N = 818\,270 \frac{d}{(l + 3{,}8)^2} = 388{,}6.$$

Nimmt man also rund 400 als Schwingungszahl an, so folgt die relative Änderung zwischen 0 und 1 Atmosphäre Druck in Luft zu etwa $^1/_{4000}$, also einem ganz geringen Betrage. Die gleiche

---

[1]) HARTMANN-KEMPF, Inaug.-Dissert. Würzburg 1903. — Ein Auszug in den Ann. d. Phys. (4) 13, 124 u. 271, 1903.

[2]) J. TUMA, Sitzber. d. Wien. Akad. 98 [2 a], 1028, 1889.

[3]) E. MERCADIER, C. R. 79, 1001 u. 1069, 1874.

Änderung wird im Mittel von einer Temperaturänderung um 2,5° C erzeugt. Vor TUMA hatte A. v. ETTINGSHAUSEN [1]) den Einfluß der umgebenden Luft auf die Frequenz elektromagnetischer Stimmgabeln untersucht, aber offenbar infolge fehlerhafter Beobachtungsmethode viel zu hohe Werte (etwa $^1/_{100}$ der Schwingungszahl als relative Änderung) gefunden. Das wichtigste Ergebnis der TUMAschen Untersuchung ist jedenfalls die Feststellung, daß die Frequenzänderung vom Druck bzw. der Dichte der Luft nahezu linear abhängt.

3. Schwingungspyknometer für Gase. Offenbar ist die Kleinheit des beobachteten Einflusses bei den besprochenen Versuchen mit Gasen durch die ungünstige, allzu massige Gestalt und relativ kleine Oberfläche des Klangkörpers verursacht, und man wird daher erwarten können, daß man bei leichten Körpern mit großer Oberfläche viel stärkeren Einfluß findet. Das ist in der Tat der Fall. Ich habe derartige Versuche ausgeführt und bei geeigneter Gestalt des Klangkörpers annähernd dreißigmal so große Frequenzänderungen gefunden wie TUMA, z. B. bei einem Klangkörper mit der Eigenfrequenz 512 Schwingungen/Sekunde 3,13 Schwingungen/Sekunde = 0,61 Proz. Frequenzänderung, wenn die umgebende Luft von Atmosphärendruck durch Wasserstoff von gleichem Druck ersetzt wurde, was annähernd (bis auf etwa 10 Proz.) dieselbe Wirkung hat wie Evakuieren. Bei einem anderen gleichgestalteten Klangkörper betrug die Änderung unter denselben Bedingungen 3,5 Schwingungen/Sekunde auf 360 Schwingungen Eigenfrequenz, also 0,97 Proz. Damit ist aber die Empfindlichkeitsgrenze bei weitem noch nicht erreicht, die größtenteils von der Sorgfalt der mechanischen Herstellung des Apparates abhängt.

Da man, z. B. durch Schwebungsbeobachtungen, Unterschiede von Zehntelschwingungen in der Sekunde leicht, bei nicht zu schnellem Verklingen auch Hundertstelschwingungen gut feststellen kann, so ist hiermit ein Mittel gegeben, aus der beobachteten Frequenzänderung des Klangkörpers die Dichte des umgebenden Gases mit ziemlich großer und für viele Zwecke ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Natürlich läßt sich dasselbe Verfahren ohne weiteres auch auf Flüssigkeiten anwenden. Für Apparate, mit denen nach diesem Verfahrem die Dichte des umgebenden

[1]) A. v. ETTINGSHAUSEN, Pogg. Ann. 156, 337, 1875.

Mediums bestimmt wird, scheint mir der Name Schwingungspyknometer, der das Wesen des Verfahrens kennzeichnet, gut zu passen.

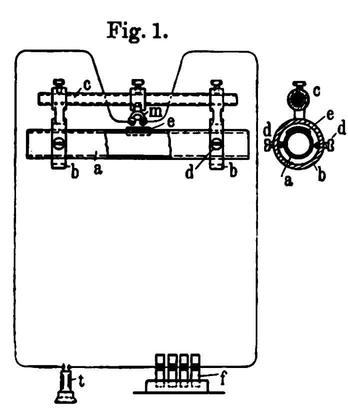
4. Einfluß der Klangkörperform. Diese Schwingungspyknometer können noch mannigfache Formen annehmen, je nach der Form des benutzten Klangkörpers und den besonderen Einrichtungen zur Messung der Frequenzänderung. Als Klangkörper kommen insbesondere in Betracht dünne Platten oder Glocken, Lamellen (Zungen) und dünnwandige Zylinder (Rohre), die wie massive Stäbe Querschwingungen ausführen. Besonders diese letzte Form schien vorteilhaft zu sein, da anzunehmen ist, daß die ganze, den Innenraum des Rohres erfüllende Gas- bzw. Flüssigkeitsmasse zwangsläufig an der Bewegung des Klangkörpers teilnimmt. Diese Vermutung wird durch die Versuche zwar bestätigt, aber es zeigt sich, daß die außen mitgenommene Schicht nahezu dieselbe Masse hat, wie die innen eingeschlossene Gasmenge, wenn der Rohrdurchmesser nicht mehr als 40 mm beträgt (größere Rohrweiten wurden noch nicht geprüft). Unter diesen Umständen dürfte die Röhrenform, was die Empfindlichkeit betrifft, vielleicht keine besonderen Vorzüge besitzen. Denn es ist wahrscheinlich, daß die Dicke der mitgeführten Schicht bei anderer Form des Klangkörpers annähernd dieselbe sein wird, gleiche Schwingungszahl und gleiches Medium vorausgesetzt, da diese Dicke im wesentlichen von der Wellenlänge des Tones in dem Medium abhängt. Es wird also z. B. von der Flächeneinheit einer ebenen Klangplatte beiderseits nahezu ebensoviel Masse des umgebenden Mediums mitgeführt, wie von der Flächeneinheit der Wand eines zylindrischen Rohres; ja unter Umständen — bei sehr engen Rohren — kann die im Innenraum des Rohres mitbewegte Masse geringer sein, als sie normalerweise sein würde, wenn sie nicht durch die gegenüberliegende Wand begrenzt wäre. In der Tat erhält man mit ebenen dünnen Platten aus leichtem Material (Duralumin) Frequenzänderungen von gleicher Größenordnung. Auch eine Eisenplatte (Dynamoblech) von 0,1 mm Dicke, deren Rand fest eingespannt war, gab ungefähr 3,5 Schwingungen Änderung, wenn die Luft durch Kohlensäure ersetzt wurde. Schwierigkeiten machte hierbei aber das rasche Verklingen des Tones infolge der starken Strahlungsdämpfung, durch welches die genaue Frequenzbestimmung beeinträchtigt wird.

Vor- und Nachteile der verschiedenen Klangkörperformen gegen einander abzuwägen ist überhaupt nicht ganz leicht, und es sind noch weitere Versuche nötig, hierfür feste Grundlagen zu schaffen. Soweit sich bisher übersehen läßt, sind die Vorteile der Röhrenform: verhältnismäßig kleine Dämpfung, daher Möglichkeit genauer Frequenzmessung; bequeme Einstimmbarkeit auf einen bestimmten Ton durch Verkürzen des Rohres bzw. Beschweren desselben; Ausschluß der Obertöne durch die Art der Befestigung. Ein Nachteil ist die Länge der Rohre, die nötig ist, um nicht zu hohe Töne zu erhalten (vgl. die Zahlenangaben weiter unten). Denn je größer diese ist, desto unhandlicher wird der Apparat, desto größer aber vor allem die Schwierigkeit einer hinreichend sicheren Befestigung des Klangkörpers, durch die vollkommene Konstanz seiner Eigenfrequenz gewährleistet wird. Diese Schwierigkeit ist freilich nicht unüberwindlich, aber doch sehr in Betracht zu ziehen. Sie ist vielleicht etwas geringer, wenn man Platten als Klangkörper benutzt, doch sind über diesen Punkt noch nicht Erfahrungen genug gesammelt.

5. Messungen mit dem Schwingungspyknometer. Ich teile hier die Ergebnisse einiger Versuchsreihen mit, die die Anwendbarkeit der neuen Methode zur Gasdichtebestimmung beweisen. Die ausführliche Veröffentlichung wird an anderer Stelle stattfinden. Als Klangkörper dienten nahtlos gezogene Aluminiumröhren von verschiedenem äußeren und inneren Durchmesser. Sie wurden so befestigt, daß sie wie die MELDEschen Klangstäbe mit freien Enden transversal schwingen konnten, und zwar in der Grundschwingung, die zwei um 0,224 der Stablänge von den Enden entfernte Knoten besitzt. An diesen Knotenstellen wurde das Rohr *a* (vgl. Fig. 1) zwischen je zwei gegenüberstehende Spitzenschrauben *d*..*d* eingespannt, die in den ringförmigen Haltern *bb* sitzen. Diese Halter sind, verschiebbar und mittels Klemmschrauben feststellbar, auf der Stahlschiene *c* angebracht, so daß ihr Abstand dem Knotenabstand des Rohres angepaßt werden kann. Wird das Rohr mit einem kleinen, in der Figur nicht gezeichneten Hammer, der ebenfalls auf der Schiene *c* sitzt, angeschlagen, so tönt es je nach seiner Wandstärke mehr oder weniger lange hörbar. Bei den kleinsten Wandstärken, also geringer Masse, und großer Dichte des umgebenden Gases (Kohlensäure), also großer Strahlungsdämpfung, dauerte die Hörbarkeit nur wenige

Sekunden, bei etwas größeren Wandstärken aber bis zu zehn und mehr Sekunden, besonders wenn Wasserstoff die umgebende Atmosphäre bildete. Durch Zählung der Schwebungen, die der Ton mit einer annähernd (bis auf etwa 2 Schwingungen/Sekunde) gleichgestimmten Stimmgabel gibt, läßt sich die jeweilige Schwingungszahl bis auf ein oder — unter weniger günstigen Umständen — einige Hundertstel Schwingungen/Sekunde genau ermitteln. Um die Tonänderung infolge Ersetzung der Luft durch andere Gase zu bestimmen, wurde die Laufschiene *c* mit dem Rohr und allen daran befestigten Nebenapparaten in ein weites Rohr aus Zinkblech gehängt, das an den beiden Enden luftdicht mit Zinkplatten verschlossen werden konnte. Die Verschlußplatten besaßen die nötigen, mit Stopfen usw. verschließbaren Durchbohrungen, um die Gase ein- und abzuleiten, ein Höhrrohr, Thermometer und später auch elektrische Leitungsdrähte luftdicht einzuführen. Zum Evakuieren waren diese Behälter leider nicht geeignet, so daß Versuche im Vakuum und mit verdünnten Gasen noch nicht angestellt werden konnten.

Fig. 1.



Aluminiumrohr 4 hat die Dimensionen: Länge $l = 83{,}0$ cm; Außendurchmesser $2r_1 = 40{,}0$ mm; Innendurchmesser $2r_2 = 39{,}2$ mm; Wanddicke $d = 0{,}4$ mm. Mit zwei Knoten schwingend, gibt es als Grundton ungefähr fis₁ mit etwa 360 Schwingungen/Sekunde.

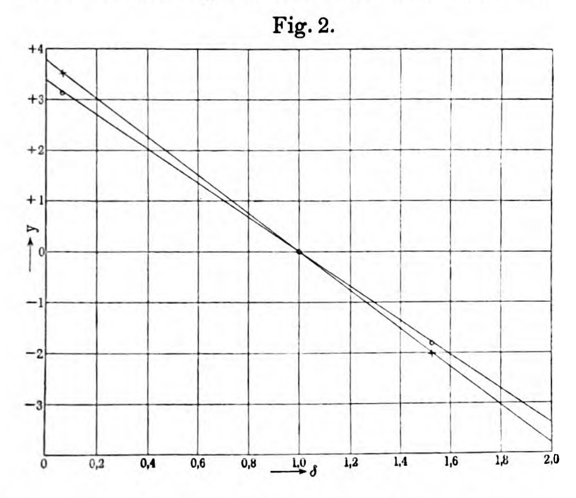
Aluminiumrohr 5 hat die Dimensionen: Länge $l = 56{,}7$ cm; Außendurchmesser $2r_1 = 26{,}9$ mm; Innendurchmesser $2r_2 = 26{,}16$ mm; Wanddicke $d = 0{,}37$ mm (aus l, $2r_1$, Rohrgewicht und Dichte des Aluminiums $\varrho = 2{,}7$ berechnet). Rohrgewicht (Masse) $M = 47{,}84$ g. Grundtonfrequenz $N_{\text{Luft}} = 509{,}40$ Schwingungen/Sekunde.

Die Änderungen der Eigenfrequenz, wenn man die Luft durch Kohlensäure, Wasserstoff (beide aus käuflichen Bomben entnommen) und Leuchtgas ersetzt, sind in der Tabelle (S. 88) zusammengestellt.

In Fig. 2 sind diese Frequenzänderungen, $y = N - N_{\text{Luft}}$, graphisch dargestellt; die Werte für Rohr 4 sind mit $\times$, die für Rohr 5

mit ○ bezeichnet. Abszissen sind die mit Berücksichtigung von Temperatur und Barometerstand berechneten Werte der Gasdichte δ bezogen auf Luft als Einheit[1]). Die beobachteten Punkte liegen fast genau auf geraden Linien. Die Versuche gestatten noch keine Entscheidung, ob die vorhandenen Abweichungen auf Beobachtungsfehlern bei der Frequenzbestimmung beruhen, oder ob — was auch der Fall sein kann — die Kurve, welche die hier für verschiedene Gase beobachteten Punkte verbindet, tatsächlich eine schwache Krümmung besitzt. Letzteres könnte wohl der Fall

Fig. 2.



sein, auch wenn die Frequenz bei einem und demselben Gase linear mit der Dichte, die durch Druckänderung variiert werden kann, zusammenhängt. Denn die betreffenden Geraden könnten für jedes Gas eine andere Neigung haben, weil die Dicke der mitgeführten Gasschicht von der Gasart abhängt und die Belastung deshalb mit wachsender (durch Drucksteigerung erzeugter) Dichte bei denjenigen Gasen schneller ansteigt, bei denen diese Dicke größer ist. Zur Beurteilung dieses verschiedenartigen Verhaltens liegt aber, wie gesagt, noch kein ausreichendes Beobachtungs-

[1]) Da die Versuche mit den vier Gasen bei jedem Rohr kurz hintereinander bei fast genau gleichen Druck- und Temperaturwerten (Abweichung etwa 2 mm Druckunterschied und maximal 0,5° Temperaturunterschied) ausgeführt wurden, so verhalten sich die betreffenden Dichten wie die Normaldichten bei 0° und 760 mm, und diese sind deshalb der Einfachheit halber als Abszissen aufgetragen.

material vor. Die gefundenen Abweichungen können noch als innerhalb der Fehlergrenzen der Beobachtungen liegend angesehen werden.

		Frequenzerhöhung N–N_{Luft}				Gasdichte	
		Rohr 4		Rohr 5			
		beob. Schw./Sek.	ber. Schw./Sek.	beob. Schw./Sek.	ber. Schw./Sek.	δ_0	δ_0 beob.
Ton-er-höhung	Wasserstoff N_H–N_{Luft}	3,50	3,517	3,13	3,152	0,0695	
	Leuchtgas N_{Gas}–N_{Luft}	1,96	—	1,70	—	—	0,481 (4) 0,498 (5)
Tonvertiefung	Kohlensäure N_{CO_2}–N_{Luft}	- 2,03	- 2,000	- 1,83	- 1,792	1,5291	

Nach den in der Tabelle unter „beobachtet“ angeführten Werten der Frequenzänderung für Wasserstoff und Kohlensäure ist für jedes der beiden Rohre 4 und 5 nach der Methode der kleinsten Quadrate die zugehörige Gerade berechnet worden, auf der bei linearer Abhängigkeit alle beobachteten Punkte liegen müssen. Die Geraden müssen durch den Punkt $\delta = 1$, $y = 0$ hindurchgehen, da die Ordinaten y die Frequenzänderung gegen Luftatmosphäre mit der Dichte 1 darstellen. Ihre Gleichung ist daher

$$y = a\,(\delta - 1) \qquad 1)$$

und es ergibt sich

für Rohr 4 $a = -3{,}780$, für Rohr 5 $a = -3{,}387$

unter Zugrundelegung der in der vorletzten Spalte angegebenen Gasdichten. Mit diesen Werten a erhält man dann mittels der Gleichung 1) die unter „berechnet“ aufgeführten Werte der Frequenzänderung, und in der letzten Spalte als Beispiel einer Dichtebestimmung die aus der beobachteten Frequenzänderung berechnete Dichte des Leuchtgases; die in Klammern beigefügten Zahlen 4 und 5 bedeuten, daß die Bestimmung mit Rohr 4 bzw. 5 angeführt ist.

6. **Meßgenauigkeit.** Die relative Genauigkeit der Dichtemessung mit dem Schwingungspyknometer hängt von dem absoluten Wert der zu messenden Dichte ab; sie ist um so größer, je größer letztere ist. Aus der Tabelle läßt sich ein Urteil darüber gewinnen. Die berechneten Werte der Frequenzerhöhung y

stimmen mit den beobachteten bis auf einige Hundertstel Schwingungen überein; die größte Abweichung beträgt etwa 0,04 Schwingungen (bei Rohr 5). Nimmt man diesen Betrag als durchschnittlich vorkommenden größten Beobachtungsfehler an, so folgt aus Gleichung 1), daß der größte Fehler in dem Werte von $\delta - 1$ bei Rohr 4 $0{,}04 : 3{,}78 = 0{,}0106$, bei Rohr 5 $0{,}04 : 3{,}387 = 0{,}0118$, also bei beiden rund etwa 0,01 beträgt. Das ist der größte zu erwartende absolute Fehler bei der Bestimmung von δ; der relative beträgt demnach bei der Dichte 1 (normale Luftdichte) ebenfalls 0,01 oder 1 Proz.; bei kleineren Dichten ist er größer, bei der Dichte 0,5 (z. B. Leuchtgas, Methan unter normalen Verhältnissen) 0,02 oder 2 Proz., bei der Dichte 0,07 (Wasserstoff) ist er 14mal so groß (14 Proz.) wie bei Luft. Der Wert 2 Proz. für die Dichte 0,5 stimmt recht gut mit der Abweichung überein, die die beiden Messungen an Leuchtgas untereinander zeigen (vgl. letzte Spalte der Tabelle). Diese beträgt 0,017, also etwa 3,4 Proz. des mittleren Wertes 0,490 von δ; die Abweichung von diesem Mittelwert nach beiden Seiten ist 1,7 Proz., also noch etwas kleiner als 2 Proz. Diese Genauigkeit gilt für die beiden Klangkörper, die hier benutzt worden sind; sie läßt sich durch Anwendung leichterer Körper erheblich steigern.

Bei Dichten, die größer als die normale Luftdichte sind, wird der relative Fehler kleiner. Das Schwingungspyknometer eignet sich daher ganz besonders für große Gasdichten, wie sie bei komprimierten Gasen vorkommen. Es kann bei diesen, wenn die Temperatur bekannt ist, auch als Druckmesser (Schwingungsmanometer) dienen.

7. Besondere Formen für technische Anwendungen. Als besondere Vorzüge des Schwingungspyknometers sind noch hervorzuheben die Schnelligkeit der Messung und die Möglichkeit der Fernbestimmung der Dichte, so daß man einerseits schnell variierende Gasdichten dauernd kontrollieren, andererseits Gasdichten bzw. Drucke an unzugänglichen Orten bestimmen kann. Beides kommt für die Technik in Betracht, und aus diesem Grunde ist das Verfahren auch unter Patentschutz gestellt worden (D. R.-P. Nr. 268 353). Da es bei den technischen Anwendungen in erster Linie auf bequeme Meßeinrichtung (direkte Ablesung an einer Skala u. dgl.) ankommt, so muß statt der direkten Tonvergleichung durch Zählung der Schwebungen eine andere Form



der Frequenzbestimmung gewählt werden. Eine solche ist in Fig. 1 angedeutet; sie erfüllt zugleich die Aufgabe der Fernbestimmung. Die Schwingungen des Klangkörpers werden nach dem Telephonprinzip in elektrischen Wechselstrom umgewandelt, der beliebig weit fortgeleitet werden kann und an passender Stelle auf einen Frequenzmesser wirkt. In der Fig. 1 ist bei f ein solcher in Form eines FRAHMschen Frequenzmessers mit schwingenden Zungen angedeutet. Die Erzeugung des Meßwechselstromes erfolgt in den Induktionsspulen eines kleinen Telephonmagneten m, der, wie aus der Figur ersichtlich, auf der Laufschiene c so befestigt ist, daß seine Pole dicht an den Klangkörper heranreichen. Dieser letztere trägt dem Magneten gegenüber ein Stückchen Eisen, das fest aufgekittet ist und sich bei den Schwingungen des Klangkörpers dem Magneten periodisch nähert und entfernt, wie die Eisenmembran eines Hörtelephons. Natürlich muß das Eisen an einem Schwingungsbauche sitzen. Die Erregung des Klangkörpers erfolgt hier durch einen elektromagnetisch getriebenen Hammer.

Es läßt sich aber noch eine ganz andere Art der Frequenzmessung denken, die technisch vielleicht ebenso bequem ist und daneben andere Vorzüge besitzt. Sie ist ebenfalls in Versuchen erprobt worden, soll hier aber nur kurz angedeutet werden. Der Klangkörper wird dabei nicht durch einen Schlag in Eigenschwingungen versetzt, sondern durch von außen kommende Schwingungen, deren Frequenz nahezu bzw. genau gleich seiner Eigenfrequenz ist, zu Resonanzschwingungen angeregt; am besten in der Form, daß ein Wechselstrom, dessen Frequenz passend variiert werden kann, mittels eines zweiten Telephonmagneten und aufgekitteten Eisenstückes auf ihn wirkt. Wenn die Erregungsfrequenz gleich der Eigenfrequenz des Klangkörpers ist, so gerät dieser in maximales Mitschwingen. Die Stärke der erzwungenen Schwingungen läßt sich durch Messung der Stärke des in dem früher erwähnten Stromkreis induzierten Meßwechselstromes leicht feststellen. Die Messung kommt auf die Aufnahme einer Resonanzkurve hinaus, wie sie bei Messungen mit elektrischen Schwingungen üblich ist, jedoch, da es sich nur um Feststellung der Resonanzfrequenz handelt, in sehr einfacher Form. Zur Erläuterung der ganzen Einrichtung, die hier nicht im einzelnen beschrieben werden soll, diene Fig. 3; a ist der Klangkörper (dünnwandiges Rohr) mit den aufgekitteten Eisenstücken e und e'. Gegenüber e steht

der Erregungsmagnet *m*, der von der Wechselstromquelle *w* gespeist wird; in der Figur ist (schematisch) eine Stimmgabel angenommen, zwischen deren Zinken eine Spule mit Magnetkern sitzt, in welcher der Wechselstrom durch die Gabelschwingungen erzeugt wird. Die Gabel wird mit dem Hammer *h* angeschlagen. Die Frequenzänderung muß durch Feinverschiebung von Laufgewichten an der Gabel erzeugt werden — eventuell kann auch eine elektromagnetische Gabel mit variabler Tonhöhe nach R. Koenig [1]) oder F. Neesen [2]) benutzt werden —, oder man nimmt einen Satz von Stimmgabeln, deren Frequenzen in kleinen Stufen aufsteigen. Statt dieser Wechselstromquellen kann auch ein kleiner rotierender Wechselstromgenerator benutzt werden, doch muß dessen Umdrehungszahl sehr genau reguliert und gemessen werden können.

Fig. 3.

Der durch die Resonanzschwingungen des Klangkörpers in den Spulen des Magneten *m'* erzeugte Wechselstrom wird in dem Meßkreis mittels eines Wechselstrommeßinstrumentes (Dynamometer, Hitzdrahtmilliamperemeter u. dgl.) gemessen. In der Fig. 3 ist ein Saitengalvanometer *s* (für Gleichstrom) angenommen; der Wechselstrom wird dann durch den Gleichrichter *g* (z. B. einen Kristallgleichrichter, wie sie als Detektoren in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich sind) in Gleichstrom umgeformt. Der Hauptvorzug des Saitengalvanometers, der es hier anderen Meßinstrumenten überlegen macht, ist bei relativ großer Empfindlichkeit die fast momentane Einstellung, die die Messung beschleunigt und besonders dann nötig ist, wenn der erregende Wechselstrom selbst gedämpft ist, wie es bei seiner Erzeugung mittels frei ausschwingender Stimmgabeln der Fall ist.

8. Temperaturkorrektion. Selbstverständlich muß bei allen Dichtemessungen mit dem Schwingungspyknometer der Temperatureinfluß berücksichtigt werden, der ein doppelter ist: 1. ein direkter durch Änderung der natürlichen Eigenfrequenz des Klangkörpers, 2. ein indirekter durch Änderung der Gas-

[1]) R. Koenig, Quelques Expériences d'Acoustique. Paris 1882. — Pogg. Ann. **157**, 621, 1876.

[2]) F. Neesen, Elektrot. ZS. **8**, 188, 1887.

dichte bei gleichbleibendem Druck. Dieser ist in gewohnter Weise, wie bei allen Messungen an Gasen, in Rechnung zu stellen; über jenen stehen eingehende Untersuchungen noch aus, doch kann man ihn nach Analogie mit dem bei stählernen Stimmgabeln beobachteten schätzen. Bei diesen beträgt die Frequenzerniedrigung für 1° C Temperaturanstieg ungefähr $^1/_{10\,000}$ der Frequenz, also z. B. bei 500 Schwingungen/Sekunde 0,05 Schwingungen. Sie wird wesentlich durch die Abnahme des Elastizitätsmoduls mit steigender Temperatur bedingt. Diese Frequenzänderung hat entgegengesetztes Vorzeichen wie die durch gleichzeitiges Kleinerwerden der Gasdichte erzeugte; beide kompensieren sich also zum Teil, doch überwiegt bei den mitgeteilten Versuchen im allgemeinen der direkte Einfluß auf den Klangkörper selbst.

Technische Hochschule Danzig-Langfuhr, Dezember 1913.

Zur Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes;
von Wilhelm H. Westphal.

(Eingegangen am 8. Januar 1914).

Bei der Ableitung des WIENschen Verschiebungsgesetzes wird bekanntlich so verfahren, daß man mit einer in einen Hohlraum eingeschlossenen Strahlung eine unendlich kleine, umkehrbare, adiabatische Volumänderung vornimmt. Das gesuchte Gesetz folgt dann aus der Betrachtung der bei diesem Prozeß auftretenden Änderungen der Schwingungszahlen und der geleisteten Arbeit.

In der gebräuchlichen Ableitung dieses Gesetzes denkt man sich die Strahlung meist befindlich in einem für Wärme völlig undurchlässigen zylindrischen oder parallelepipedischen Hohlraum. Die Wandungen werden als „weiß“, d. h. ideal diffus spiegelnd angenommen, bis auf eine Wand, die von einem ebenen, regulär spiegelnden beweglichen Kolben gebildet wird. In der Ableitung von W. WIEN[1]) wird angenommen, daß, infolge der diffusen Spiegelung an den unbeweglichen Teilen der Wandung, die von der Bewegung des Kolbens herrührende Änderung der Wellenlänge, — die ja vom Einfallswinkel abhängt —, sich bei hinreichend langsamer und lange andauernder Bewegung des Kolbens aus Wahrscheinlichkeitsgründen gleichmäßig über jeden Spektralbereich $d\nu$ verteilt. So bleibt in diesem Falle monochromatische Strahlung monochromatisch. M. PLANCK[2]) läßt die Bewegung des Kolbens nur unendlich kurze Zeit andauern. Infolgedessen tritt ein solcher Ausgleich nicht ein; monochromatische Strahlung wird „spektral zersplittert“. Die neu entstehenden monochromatischen Spektralbereiche $d\nu$ enthalten Anteile aus unendlich vielen monochromatischen Bereichen der ursprünglichen Strahlung.

Das Endresultat beider Beweise ist für schwarze Strahlung natürlich das gleiche. Daß dieses so sein muß, geht ohne weiteres aus dem zuerst von W. WIEN[3]) bewiesenen Satz hervor, daß schwarze Strahlung bei umkehrbarer, adiabatischer Volumänderung

---

[1]) W. WIEN, Enzyklopädie d. math. Wiss. V, 3, S. 294 ff.
[2]) M. PLANCK, Vorl. üb. d. Theorie d. Wärmestrahlung, 2. Aufl., S. 71 ff.
[3]) W. WIEN, Wied. Ann. 52, 152, 1894.

schwarz bleibt. Es kann deshalb auf die weiteren Einzelheiten des Prozesses nicht ankommen.

Eine andere Ableitung stammt ebenfalls von W. WIEN[1]). Sie beruht auf der Betrachtung der Wellenlänge der Strahlung, die von einem im Mittelpunkte einer spiegelnden, sich ausdehnenden Kugel befindlichen kleinen Element ausgeht.

Anknüpfend an die hier gegebene Idee der sich ausdehnenden Kugel soll im folgenden eine Ableitung der Änderung der Wellenlänge monochromatischer Strahlung bei adiabatischer, umkehrbarer Volumänderung gegeben werden, die einerseits die „spektrale Zersplitterung“ vermeidet, andererseits in bezug auf die Wirkung diffuser Reflexion völlig durchsichtig ist.

Es wird zu diesem Zwecke angenommen, daß eine monochromatische Strahlung von der Wellenlänge λ eingeschlossen sei in eine für Wärme undurchlässige Kugel. Die Innenwand dieser Kugel sei diffus spiegelnd. Man kann sich dieses so denken, daß die Kugelwandung aus vielen, sehr kleinen Ebenen zusammengesetzt sei, die regulär spiegeln und ganz regellos verteilte Winkel mit der idealen Kugelfläche bilden. Es wird sich später zeigen, daß es auf das Verteilungsgesetz dieser Winkel gar nicht ankommt, ja, daß man ebensogut reguläre Reflexion annehmen kann. Der Allgemeinheit halber sei der Beweis hier für diffuse Reflexion durchgeführt. Der Radius der Kugel wachse unendlich langsam, so daß $\mathrm{v} = \frac{dR}{dt}$ sehr klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c sei. Dabei erfährt die Strahlung eine umkehrbare adiabatische Volumvergrößerung.

Es werde jetzt die Wellenlängenänderung berechnet, die ein monochromatischer Strahl bei der Reflexion an einer der genannten sehr kleinen Ebenen erfährt. Bildet diese Ebene mit der idealen Kugelfläche den Winkel ψ und ist η der Einfallswinkel bezogen auf die kleine Ebene und v die Geschwindigkeit, mit der der Kugelradius wächst, so ist $\mathrm{v} \,.\, \cos\psi$ die Geschwindigkeit der kleinen Ebene in Richtung ihrer Normalen und die Änderung der Wellenlänge ist nach einer bekannten Formel gegeben durch:

$$\lambda' = \lambda\left(1 + 2\frac{\mathrm{v}}{c} \,.\, \cos\psi \,.\, \cos\eta\right). \tag{1}$$

[1]) W. WIEN, Enzyklopädie d. math. Wiss. V, 3, S. 296 ff.

Bedeuten nun ϑ_1 und ϑ_2 den Einfalls- und den Reflexionswinkel des gleichen Strahles bezogen auf das Lot auf die ideale Kugelfläche, so besteht die einfache Beziehung

$$2 \cos \psi . \cos \eta = \cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2, \tag{2}$$

ganz unabhängig vom Azimut, d. h. von dem Winkel, den die Strahlebene und die Ebene der beiden Normalen auf die kleine Ebene und die ideale Kugelfläche miteinander bilden.

Es ergibt sich also:

$$\lambda' = \lambda \left[1 + \frac{\mathrm{v}}{c}(\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2)\right]. \tag{3}$$

Bedeutet nun ς_1 die Länge der zu ϑ_1 gehörigen Sehne, ς_2 das gleiche für ϑ_2, ferner R den Radius der Kugel, so ist

$$\cos \vartheta_1 = \frac{\varsigma_1}{2R}, \qquad \cos \vartheta_2 = \frac{\varsigma_2}{2R},$$

folglich ist

$$\lambda' = \lambda \left[1 + \frac{\mathrm{v}}{c} \cdot \frac{\varsigma_1 + \varsigma_2}{2R}\right] \tag{4}$$

nach einer einzigen Reflexion.

Folgen n Reflexionen aufeinander, so ist entsprechend

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{\mathrm{v}}{c} \frac{\varsigma_1 + \varsigma_2}{2R}\right)\left(1 + \frac{\mathrm{v}}{c} \frac{\varsigma_2 + \varsigma_3}{2R}\right) \cdots \left(1 + \frac{\mathrm{v}}{c} \frac{\varsigma_n + \varsigma_{n+1}}{2R}\right). \tag{5}$$

Dieses kann man wegen der Kleinheit von $\frac{\mathrm{v}}{c}$ auch schreiben:

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{\mathrm{v}}{c} \cdot \frac{\varsigma_1 + 2\varsigma_2 + 2\varsigma_3 + \cdots + 2\varsigma_n + \varsigma_{n+1}}{2R}\right). \tag{6}$$

Ist nun n eine große Zahl, was ja bei hinreichend langsamer und lange dauernder Dilatation der Fall ist, so kann man mit großer Genauigkeit statt $\varsigma_1 + \varsigma_{n+1}$ setzen $2\varsigma_1$, so daß sich ergibt:

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{\mathrm{v}}{c} \cdot \frac{1}{R} \sum_{p=1}^{p=n} \varsigma_p\right). \tag{7}$$

Ist τ die Dauer der Dilatation, so ist aber $\sum_1^n \varsigma_p$ der in der Zeit τ vom Lichte zurückgelegte Weg, also

$$\sum_1^n \varsigma_p = c . \tau .$$

Ist ferner ΔR die Änderung des Radius in der Zeit τ, so ist

$$\mathrm{v} = \frac{\Delta R}{\tau}.$$

Setzt man dieses ein, so ergibt sich die gleiche Formel, wie sie W. WIEN (l. c.) erhält:

$$\lambda' = \lambda\left(1 + \frac{\Delta R}{R}\right), \tag{8}$$

oder bei Einführung des Volumens V:

$$\lambda' = \lambda\left(1 + \frac{1}{3}\frac{\Delta V}{V}\right). \tag{9}$$

Der weitere Beweis des Verschiebungsgesetzes läßt sich dann auf dem gleichen Wege führen, wie bei W. WIEN oder M. PLANCK. Folgt man dem von PLANCK eingeschlagenen Wege, so vereinfacht sich der Beweis bei Benutzung der obigen Formel für die Wellenlängenänderung [1]).

In der Formel 6) ist ausgesprochen, daß die Änderung der Wellenlänge nur vom Lichtweg während der Dauer des Prozesses abhängt. Es ist daher ohne weiteres klar, daß das gleiche Gesetz resultiert, wenn man statt der diffusen Reflexion reguläre Reflexion annimmt. In diesem Falle vereinfacht sich die Ableitung, da dann einfach $\cos\psi = 1$ und $\eta = \vartheta$ ist. Es bleibt also auch im Falle einer regulär spiegelnden und sich ausdehnenden Kugel monochromatische Strahlung monochromatisch. Man kann sich also ebensogut mit diesem einfachen Fall begnügen. Es schien trotzdem wünschenswert, hier den ausführlichen Beweis zu geben, um auf die einfachen Verhältnisse aufmerksam zu machen, die bei einer Kugel auftreten.

Berlin, Physikal. Inst. d. Univ., Januar 1914.

---

[1]) Die Wellenlängen λ' und λ der Gleichung 9) sind dieselben, die bei PLANCK durch die Beziehung $\nu'^3 . V' = \nu^3 . V$ (l. c., S. 82) einander zugeordnet werden.

Über den Gebrauch ähnlicher Bezeichnungen für eine Grösse und den Zahlenwert der Grösse in zur zahlenmässigen Berechnung bestimmten Gleichungen;

von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Januar 1914.)

(Vgl. oben S. 79.)

---

1. In vielen Fällen ist es notwendig, Größen in kürzerer Weise als durch ihren vollen Namen zu bezeichnen. Zur Bezeichnung einer Größe wählt man [1])

1. einen Buchstaben für die Größe selbst;
2. ein Zeichen für den Zahlenwert der Größe und ein zweites Zeichen für die benutzte Maßeinheit;
3. einen Buchstaben für die Größe mit dem Zeichen für die benutzte Maßeinheit als Index.

Für die drei Größen: Frontlänge, Tiefe und Grundfläche eines Hauses z. B. schreibt man

in der Bezeichnungsweise . . .	1	2	3
Frontlänge	l	$\underline{l}\,\mathrm{m}$	l_{m}
Tiefe	b	$\underline{b}\,\mathrm{m}$	b_{m}
Grundfläche	f	$\underline{f}\,\mathrm{m}^2$	f_{m^2}

2. Die Bezeichnungsweise 1 ist ihrer Kürze halber unentbehrlich und allgemein üblich für die Aufstellung und die Ableitung von Beziehungen zwischen Größen, z. B. der Beziehung

$$f = l \, . \, b. \qquad 1)$$

Sie wäre auch ausreichend für die Benutzung solcher Beziehungen zur zahlenmäßigen Berechnung, wenn es möglich wäre, für alle

---

[1]) Eine vierte Bezeichnungsweise ist die, eine Größe einfach gleich ihrem Zahlenwert zu setzen. Diese früher häufig angewandte Bezeichnungsweise findet sich vereinzelt noch heute, z. B. an einigen Stellen der Experimentalphysik von Warburg und des Lehrbuches der praktischen Physik von Kohlrausch. Es ist nicht nur unschön zu sagen „Zeit 1" statt „Zeit 1 Sekunde" oder „Entfernung 1" statt „1 Längeneinheit", sondern auch gefährlich, insofern als man geneigt ist, die fälschlich als „1" bezeichnete Größe wie einen Faktor 1 zu behandeln und zu streichen. Z. B. muß in der 12. u. 13. Aufl. von Warburgs Experimentalphysik Gl. (65) lauten $p = \frac{1}{3} Nmu^2/f$; es ist unstatthaft, f zu unterschlagen.

Größen gleicher Art stets dieselbe Maßeinheit zu gebrauchen. Dies ist aber nicht möglich; Diamantenhändler und Schiffsreeder werden stets verschiedene Einheiten für ihre Maßen, Maßstabfabrikanten und Flugzeugführer für ihre Längen gebrauchen; und das mg des Diamantenhändlers sowie die t des Schiffsreeders bzw. das μ des Maßstabfabrikanten sowie das km des Flugzeugführers sind verschieden von dem g bzw. dem cm des theoretischen Physikers. Aus dieser Verschiedenheit der Maßeinheiten für Größen gleicher Art entsteht das Bedürfnis, zur zahlenmäßigen Berechnung Beziehungen zu verwenden, in denen die benutzten Maßeinheiten irgendwie ausgedrückt sind. Dies Bedürfnis wird erfüllt durch eine der Bezeichnungsweisen 2 und 3; unter deren Benutzung kann man den Inhalt der Gl. 1) in die Form bringen:

$$f = \underline{l} \, . \, \underline{b} \, \mathrm{m}^2, \tag{2}$$

oder in die Form:

$$f_{\mathrm{m}^2} = l_{\mathrm{m}} \, . \, b_{\mathrm{m}}. \tag{3}$$

Nach Ansicht des Verfassers sind die Gleichungen, z. B. die Gl. 3) und 7), zu welchen die Bezeichnungsweise 3 führt, unschön, besonders, wenn die Zeichen für die Maßeinheiten lang sind, oder wenn schon andere Indices vorhanden sind. Verfasser glaubt, daß die Bezeichnungsweise 2 unbedingt den Vorzug verdient.

3. Die Zweckmäßigkeit der Bezeichnungsweise 2 geht auch aus folgenden Beispielen hervor. Im „Lehrbuch der praktischen Physik“ von F. Kohlrausch, 11. Aufl., S. 214, heißt es:

I. Ein Zylinder (Draht, Stab) habe die Länge l, den Querschnitt q; eine ausdehnende Kraft P bewirke die Verlängerung λ. Dann ist (der Elektrizitätsmodul)

$$E = \frac{l}{\lambda} \frac{P}{q}. \tag{4}$$

S. 215 heißt es:

II. Der Querschnitt betrage q qmm. Man führt eine Mehrbelastung P kg hinzu und bestimmt die Längenänderung λ, in derselben Einheit wie λ ausgedrückt. Dann gilt

$$E = \frac{l}{\lambda} \frac{P}{q} \frac{\text{kg-Gewicht}}{\text{mm}^2}. \tag{5}$$

Es ist verwirrend, 1. daß die gleiche Bezeichnung P für eine Kraft, für den Zahlenwert einer Masse und in 5) für den Zahlenwert einer Kraft, also für drei verschiedene Begriffe gebraucht

wird; 2. daß die gleiche Bezeichnung q einmal für eine Fläche, sodann für den Zahlenwert einer Fläche gebraucht wird; 3. daß die Flächeneinheit einmal als qmm, das andere Mal als mm^2 bezeichnet wird. Der Zweck des Satzes II, den Gebrauch von Gl. 4) zur zahlenmäßigen Berechnung zu erleichtern, würde besser erreicht, wenn der Satz lauten würde:

II. Ist $l = \underline{l}\,\mathrm{cm}$, $\lambda = \underline{\lambda}\,\mathrm{cm}$, $P = \underline{P}\,\text{kg-Gewicht}$, $q = \underline{q}\,\mathrm{mm}^2$, so ist

$$E = \frac{\underline{l}}{\underline{\lambda}}\,\frac{\underline{P}}{\underline{q}}\,\frac{\text{kg-Gewicht}}{\mathrm{mm}^2}. \qquad 6)$$

Ob die Schreibweise

$$E_{\frac{\text{kg-Gewicht}}{\mathrm{mm}^2}} = \frac{l_{\mathrm{cm}}}{\lambda_{\mathrm{cm}}}\,\frac{P_{\text{kg-Gewicht}}}{\frac{\mathrm{mm}^2}{q_{\mathrm{mm}^2}}} \qquad 7)$$

schön ist, überlasse ich dem Urteil des — Setzers und des Lesers.

4. In seinem Buche „Kapazität und Induktivität“, S. 29, schreibt Hr. Orlich die bekannte Gleichung $c_{12} = \varepsilon F / 4\pi c^2 d$ für die Kapazität eines Plattenkondensators in der Form:

$$c_{12} = \frac{F\varepsilon}{4\pi c^2 d}\,10^{15}\,\text{Mikrofarad}. \qquad 8)$$

Diese Form ist nicht ganz korrekt insofern, als nach vorhergehenden Festsetzungen (S. 5, 28, 29) c eine Geschwindigkeit, F eine Fläche, d eine Länge bezeichnet. Korrekter und zweckmäßiger wäre es, zuerst die Gleichung $c_{12} = \varepsilon F / 4\pi c^2 d$ abzuleiten und dann zu sagen: Ist $F = \underline{F}\,\mathrm{cm}^2$, $d = \underline{d}\,\mathrm{cm}$, so ist die Kapazität

$$c_{12} = 0{,}885 \,.\, 10^{-7}\,\frac{\varepsilon\,\underline{F}}{\underline{d}}\,\text{Mikrofarad}. \qquad 9)$$

5. Die gewählten Beispiele zeigen das allgemein gefühlte Bedürfnis nach Gleichungsformen, die für die Zahlenrechnung geeigneter sind als die theoretisch abgeleiteten Gleichungen. Nach Ansicht des Verfassers wird diesem Bedürfnis am besten dadurch abgeholfen, daß man **als Zeichen für den Zahlenwert einer Größe das unterstrichene Zeichen der Größe selbst wählt.** Verfasser beantragt eine Prüfung dieses Vorschlages durch den A. E. F., den „Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen“.

Über Vorgänge in Schwingungskreisen; I. Strenge Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier magnetisch oder galvanisch gekoppelter Kreise;

von F. F. Martens.

(Eingegangen am 14. Januar 1914.)

I. Einleitung.

Die elektrischen Wechselgrößen in zwei miteinander gekoppelten Schwingungskreisen erfüllen ziemlich einfache Differentialgleichungen. Für spezielle Fälle sind diese Gleichungen häufig gelöst worden. Ohne spezielle Annahmen hat Hr. KIEBITZ[1]) eine teilweise Lösung angegeben, die es ermöglicht, die Winkelfrequenzen ω' und ω'' sowie die Dämpfungsfrequenzen δ' und δ'' der entstehenden Koppelungsschwingungen, aber nicht alle in den Beziehungen (27) zwischen Wechselgrößen und Zeit vorkommenden Größen zahlenmäßig zu berechnen.

In nachstehender Arbeit ist die Berechnung der momentanen Wechselgrößen vollständig durchgeführt worden.

II. Differentialgleichungen.

C_1 bzw. C_2 seien die Kapazitäten,

L_1 bzw. L_2 seien die Selbstinduktionen des Primärkreises 1 bzw. des Sekundärkreises 2.

Die Koppelung sei rein magnetisch[2]), k sei der Koppelungsgrad; ferner sei

$$k_1 = k\sqrt{L_2/L_1} \quad \text{bzw.} \quad k_2 = k\sqrt{L_1/L_2}.$$

Die Winkelfrequenzen der idealen Eigenschwingungen des Primärkreises bzw. Sekundärkreises seien

$$\sqrt{b_1} = 1/\sqrt{C_1 L_1} \quad \text{bzw.} \quad \sqrt{b_2} = 1/\sqrt{C_2 L_2}.$$

---

[1]) F. KIEBITZ, Ann. d. Phys. (4) 40, 138—156, 1913.

[2]) Über zwei Schwingungskreise mit einer gemeinsamen Selbstinduktion s. z. B. F. F. MARTENS, Physikal. Grundl. d. Elektrotechn., II. Bd., Art. 121.

Die Dämpfungsfrequenzen beider die Widerstände R_1 bzw. R_2 enthaltenden Kreise seien

$\delta_1 = R_1/2L_1$ bzw. $\delta_2 = R_2/2L_2$.

Unter diesen Voraussetzungen gelten für die momentanen Ladungen q_1 bzw. q_2 der Kapazitäten C_1 bzw. C_2 die bekannten Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} b_1 q_1 + 2\delta_1 q_1' + q_1'' + k_1 q_2'' &= 0 \\ b_2 q_2 + 2\delta_2 q_2' + q_2'' + k_2 q_1'' &= 0 \end{aligned}\right\}. \qquad 1)$$

Setzt man in diese Gleichungen die Ausdrücke

$$q_1 = \xi\, Q e^{xt} \quad \text{und} \quad q_2 = Q e^{xt} \qquad 2)$$

ein, so erhält man:

$$\xi = \frac{-k_1 x^2}{x^2 + 2\delta_1 x + b_1} = \frac{x^2 + 2\delta_2 x + b_2}{-k_2 x^2}. \qquad 3)$$

Durch Gleichsetzen beider Ausdrücke für ξ ergibt sich für die Größe x eine Gleichung vierten Grades, welche unter Einführung der Hilfsgrößen A, B, C, D lautet:

$$x^4 + 2Ax^3 + Bx^2 + 2Cx + D = 0 \qquad 4)$$

$$\left.\begin{aligned} A &= (\delta_1 + \delta_2)/(1-k^2) & C &= (b_1\delta_2 + b_2\delta_1)/(1-k^2) \\ B &= (b_1 + b_2 + 4\delta_1\delta_2)/(1-k^2) & D &= b_1 b_2/(1-k^2) \end{aligned}\right\}. \qquad 5)$$

Sind x_1, x_2, x_3, x_4 die vier Wurzeln der Gleichung 4) vierten Grades, so sind, da die Primärstromstärke $i_1 = -q_1'$, die Sekundärstromstärke $i_2 = -q_2'$ ist, die momentanen Ladungen bzw. Stromstärken:

$$\left.\begin{aligned} q_1 &= \xi_1 Q_1 e^{x_1 t} + \xi_2 Q_2 e^{x_2 t} + \xi_3 Q_3 e^{x_3 t} + \xi_4 Q_4 e^{x_4 t} \\ q_2 &= Q_1 e^{x_1 t} + Q_2 e^{x_2 t} + Q_3 e^{x_3 t} + Q_4 e^{x_4 t} \\ i_1 &= -\xi_1 Q_1 x_1 e^{x_1 t} - \xi_2 Q_2 x_2 e^{x_2 t} - \xi_3 Q_3 x_3 e^{x_3 t} - \xi_4 Q_4 x_4 e^{x_4 t} \\ i_2 &= -Q_1 x_1 e^{x_1 t} - Q_2 x_2 e^{x_2 t} - Q_3 x_3 e^{x_3 t} - Q_4 x_4 e^{x_4 t} \end{aligned}\right\}. \qquad 6)$$

Die Größen ξ_1, ξ_2, ξ_3, ξ_4 findet man, indem man nacheinander die vier Werte von x in eine der Gl. 3) einsetzt. Die vier Konstanten Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 ergeben sich aus den Anfangsbedingungen.

III. Berechnung der Werte von x.

Die Lösung einer Gleichung vierten Grades ist bekanntlich in folgender Weise möglich:

Addiert man zu Gl. 4) $+A^2x^2 - A^2x^2$, so erhält man

$$(x^2 + Ax)^2 + x^2(B - A^2) + 2Cx + D = 0.$$

Addiert und subtrahiert man den Ausdruck $(x^2 + Az)z + {}^1/_4 z^2$, so erhält man unter Einführung zweier Hilfsgrößen F und G die Gleichung:

$$[x^2 + Ax + {}^1/_2 z]^2 - [x^2 F + x(Az - 2C) + {}^1/_4 G] = 0$$
$$F = z - B + A^2 \quad \text{und} \quad G = z^2 - 4D \tag{7}$$

Die Größe z kann so gewählt werden, daß die vorstehende Gleichung in der Form geschrieben werden kann:

$$[x^2 + Ax + {}^1/_2 z]^2 - [+ x\sqrt{F} + {}^1/_2 \sqrt{G}]^2 = 0. \tag{8}$$

Damit diese Schreibweise möglich ist, muß

$$+ \sqrt{F}\sqrt{G} = Az - 2C$$

sein; z muß also einer Gleichung dritten Grades genügen, der sogenannten Resolvente. Bei Einführung der Hilfsgrößen

$$M = D - AC \quad \text{und} \quad N_0 = ABC - A^2 D - C^2 \tag{9}$$

lautet die Resolvente:

$$(z - B)(z^2 - 4M) + 4N_0 = 0 \tag{10}$$

oder

$$z^3 - Bz^2 - 4Mz + 4(BM + N_0) = 0.$$

Setzt man $z = y + {}^1/_3 B$, so entsteht die einfachere Gleichung

$$y^3 - 3Py + 2Q = 0$$

mit den Konstanten

$$P = {}^1/_9 [B^2 + 12M] \quad \text{und} \quad Q = {}^1/_{27} [-B^3 + 36BM + 54N_0] \tag{11}$$

Aus Gl. 9) geht hervor, daß z drei reelle Wurzeln hat, wenn N_0 kleine Werte hat, wenn $\sqrt{b_1 - b_2}$ und wenn die Dämpfungsfrequenzen δ_1 und δ_2 klein sind gegen die Winkelfrequenzen $\sqrt{b_1}$ und $\sqrt{b_2}$. In diesem Falle, der am meisten praktisches Interesse bietet, ist also die trigonometrische Lösung der Gl. 10) anzuwenden. Setzt man

$$y = -2\sqrt{P}\cos\varphi,$$

so nimmt Gl. 10) die Form an:

$$Q/ + P\sqrt{P} = 4\cos^3\varphi - 3\cos\varphi.$$

Nun ist

$$\cos[\varphi + (\varphi + \varphi)] = \cos 3\varphi = 4\cos^3\varphi - 3\cos\varphi,$$

also ist

$$\cos 3\varphi = \frac{Q}{+P\sqrt{P}}, \quad y = -2\sqrt{P}\cos\varphi, \quad z = y + {}^1/_3 B \tag{12}$$

Man wählt einen Wert von z, der den Ausdruck F der Gl. 5) positiv macht. Dann ist auch G positiv, da $\sqrt{F}\sqrt{G}$ reell ist.

Die Gl. 7) kann man als Produkt zweier Faktoren schreiben; es ist

$$[x^2+x(A+\sqrt{F})+{}^1/_2 z+{}^1/_2\sqrt{G}]\,[x^2+x(A-\sqrt{F})+{}^1/_2 z-{}^1/_2\sqrt{G}]=0.$$

Nach Einführung der Hilfsgröße

$$E = z + B - 2A^2 \tag{13}$$

lassen sich die Wurzeln von x in der Form schreiben:

$$x_1 = -\delta' + \omega' j \qquad x_3 = -\delta'' + \omega'' j$$
$$x_2 = -\delta' - \omega' j \qquad x_4 = -\delta'' - \omega'' j.$$

Hierin ist

$$\left.\begin{aligned} \delta' &= {}^1/_2(A+\sqrt{F}) & \omega' &= {}^1/_2\sqrt{E-2(A\sqrt{F}-\sqrt{G})} \\ \delta'' &= {}^1/_2(A-\sqrt{F}) & \omega'' &= {}^1/_2\sqrt{E+2(A\sqrt{F}-\sqrt{G})} \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Mit Rücksicht auf spätere Rechnungen ist die Berechnung folgender Hilfsgrößen zweckmäßig:

$$\left.\begin{aligned} \Omega'^2 &= \omega'^2 + \delta'^2 & \Omega''^2 &= \omega''^2 + \delta''^2 \\ \sin\chi' &= \omega'/\Omega' & \sin\chi'' &= \omega''/\Omega'' \\ \cos\chi' &= \delta'/\Omega' & \cos\chi'' &= \delta''/\Omega'' \\ \Theta' &= b_2\delta' - \delta_2\Omega'^2 & \Theta'' &= b_2\delta'' - \delta_2\Omega''^2 \\ \Delta' &= b_2 - \Omega'^2 & \Delta'' &= b_2 - \Omega''^2 \\ \mathfrak{R}' &= +\sqrt{\Delta'^2+4\Theta'(\delta'-\delta_2)} & \mathfrak{R}'' &= +\sqrt{\Delta''^2+4\Theta''(\delta''-\delta_2)} \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Schreibt man die zu lösende Gleichung vierten Grades in der Form

$$(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3)(x-x_4) = 0,$$

so ergeben sich die Ausdrücke:

$$\delta' + \delta'' = A, \quad \Omega'^2 . \Omega''^2 = D. \tag{16}$$

Ferner ist, wie sich durch Einsetzen der Werte 14) ergibt,

$$\Omega'^2 - \Omega''^2 = \sqrt{G}. \tag{17}$$

IV. Berechnung der Faktoren ξ.

Für die Berechnung der Faktoren ξ liefert der zweite der Ausdrücke 3) Werte in der Form:

$$\left.\begin{aligned} \xi_1 &= \mu' + \nu' j & \xi_3 &= \mu'' + \nu'' j \\ \xi_2 &= \mu' - \nu' j & \xi_4 &= \mu'' - \nu'' j. \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Durch Einsetzen der Werte von x ergibt sich:

$$\begin{aligned}\mu' &= [-2\,\delta'\,\Theta' + \Omega'^2\,\Delta']/k_2\,\Omega'^4\\ \nu' &= -2\,\omega'\,\Theta'/k_2\,\Omega'^4\\ \mu'' &= [-2\,\delta''\,\Theta'' + \Omega''^2\,\Delta'']/k_2\,\Omega''^4\\ \nu'' &= -2\,\omega''\,\Theta''/k_2\,\Omega''^4.\end{aligned}$$

Ferner ist

$$\left.\begin{aligned}\sqrt{\mu'^2+\nu'^2} &= \mathfrak{R}'/k_2\,\Omega'^2\\ \sqrt{\mu''^2+\nu''^2} &= \mathfrak{R}''/k_2\,\Omega''^2\end{aligned}\right\}. \qquad 19)$$

Sind die Winkel φ' und φ'' definiert durch die Festsetzung

$$\sin\varphi' = \nu'/+\sqrt{\mu'^2+\nu'^2}, \quad \cos\varphi' = \mu'/+\sqrt{\mu'^2+\nu'^2} \text{ usw.,}$$

so ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned}\sin\varphi' &= -2\,\omega'\,\Theta'/\mathfrak{R}'\,\Omega'^2, & \cos\varphi' &= [-2\,\delta'\,\Theta' + \Omega'^2\,\Delta']/\mathfrak{R}'\,\Omega'^2\\ \sin\varphi'' &= -2\,\omega''\,\Theta''/\mathfrak{R}''\,\Omega''^2, & \cos\varphi'' &= [-2\,\delta''\,\Theta'' + \Omega''^2\,\Delta'']/\mathfrak{R}''\,\Omega''^2\end{aligned}\right\} \quad 20)$$

V. Berechnung der Größen Q aus den Anfangsbedingungen.

Die Größen Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 der Gl. 5) lassen sich berechnen, wenn zu irgend einer bestimmten Zeit beide Ladungen und beide Stromstärken bekannt sind. Zur Zeit $t = 0$ sei

$$q_1 = Q, \quad q_2 = 0, \quad i_1 = 0, \quad i_2 = 0. \qquad 21)$$

Aus 5) und 20) ergeben sich vier Gleichungen mit den vier Unbekannten Q_1, Q_2, Q_3, Q_4; die erste dieser Gleichungen lautet z. B.:

$$\xi_1 Q_1 + \xi_2 Q_2 + \xi_3 Q_3 + \xi_4 Q_4 = 0.$$

Aus diesen Gleichungen erhält man:

$$\begin{aligned}Q_1 &= (Q/N)\{x_2(\xi_3 x_3 - \xi_4 x_4) - x_3 x_4(\xi_3 - \xi_4) - \xi_2 x_2(x_3 - x_4)\}\\ N &= (x_1 - x_2)(x_3 - x_4)(\xi_1\xi_2 + \xi_3\xi_4) - (\xi_1 - \xi_2)(\xi_3 - \xi_4)(x_1 x_2 + x_3 x_4)\\ &\quad + (\xi_3 x_3 - \xi_4 x_4)(\xi_1 x_2 - \xi_2 x_1) + (\xi_1 x_1 - \xi_2 x_2)(\xi_3 x_4 - \xi_4 x_3).\end{aligned}$$

Setzt man

$$\left.\begin{aligned}Q_1 &= p' + q' j & \quad Q_3 &= p'' + q'' j\\ Q_2 &= p' - q' j & \quad Q_4 &= p'' - q'' j,\end{aligned}\right\} \qquad 22)$$

so kann man schreiben:

$$\begin{aligned}p' &= [\omega'(\mu''\omega'' - \nu''\delta'') - \omega''(\mu'\omega' - \nu'\delta')]\,2\,Q/N\\ q' &= [-\delta'(\mu''\omega'' - \nu''\delta'') + \omega''(\mu'\delta' + \nu'\omega') - \nu''\,\Omega''^2]\,2\,Q/N\\ p'' &= [\omega''(\mu'\omega' - \nu'\delta') - \omega'(\mu''\omega'' - \nu''\delta'')]\,2\,Q/N\\ q'' &= [-\delta''(\mu'\omega' - \nu'\delta') + \omega'(\mu''\delta'' + \nu''\omega'') - \nu'\,\Omega'^2]\,2\,Q/N\\ N &= 4\{-\omega'\omega''(\mu'^2 + \nu'^2 + \mu''^2 + \nu''^2) + \nu'\nu''(\Omega'^2 + \Omega''^2) + 2\,\omega'\omega''\mu'\mu''\\ &\qquad - 2\,\delta'\delta''\nu'\nu''\}.\end{aligned}$$

Unter Benutzung der Gl. 17) und 18) kann man die Ausdrücke p und q vereinfachen. Unter Einführung der Hilfsgrößen

$$S = \frac{QD}{b_2 n} \quad \text{und} \quad n = \sqrt{z^2 - 4M + 2z(z - B)} \qquad 23)$$

erhält man:

$$\left.\begin{aligned} p' &= -k_2 S\sqrt{G}/2n \\ p'' &= +k_2 S\sqrt{G}/2n \\ q' &= k_2 S[C + (A - 4\delta'')\Omega'^2]/2\omega' n \\ q'' &= k_2 S[C + (A - 4\delta')\Omega''^2]/2\omega'' n \\ \sqrt{p'^2 + q'^2} &= k_2 S\Omega'/2\omega' \\ \sqrt{p''^2 + q''^2} &= k_2 S\Omega''/2\omega''. \end{aligned}\right\} \qquad 24)$$

Es ist zweckmäßig, die Winkel β' und β'' zu berechnen, so daß

$$\sin\beta' = \frac{q'}{+\sqrt{p'^2 + q'^2}}, \quad \sin\beta'' = \frac{q''}{+\sqrt{p''^2 + q''^2}}$$

wird. Nach 24) ist

$$\left.\begin{aligned} \sin\beta' &= [C + (A - 4\delta'')\Omega'^2]/\Omega' n \\ \cos\beta' &= -\omega'\sqrt{G}/\Omega' n \\ \sin\beta'' &= [C + (A - 4\delta')\Omega''^2]/\Omega'' n \\ \cos\beta'' &= +\omega''\sqrt{G}/\Omega'' n. \end{aligned}\right\} \qquad 25)$$

VI. Gleichungen für die momentanen Wechselgrößen.

In jedem der Ausdrücke 5) kann man die Glieder mit den Indices 1 und 2 sowie die Glieder mit den Indices 3 und 4 zusammenfassen unter Benutzung der auch für mehrere paarweise komplex konjugierte Faktoren anwendbaren Gleichungen:

$$\sin\vartheta = \frac{s}{+\sqrt{r^2 + s^2}}, \quad \cos\vartheta = \frac{r}{+\sqrt{r^2 + s^2}}.$$

$$(r + sj)e^{+\eta j} + (r - sj)e^{-\eta j}$$
$$= +\sqrt{r^2 + s^2}[e^{+(\eta+\vartheta)j} + e^{-(\eta+\vartheta)j}] = 2\sqrt{r^2 + s^2}\cos(\eta + \vartheta).$$

Die Phasenwinkel β' und β'' der Größe q_2 sind schon bekannt; die anderen Phasenwinkel sind zu berechnen nach den Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \alpha' &= \beta' + \varphi' & \quad \alpha'' &= \beta'' + \varphi'' \\ \gamma' &= \beta' + \varphi' - \chi' & \quad \gamma'' &= \beta'' + \varphi'' - \chi'' \\ \varepsilon' &= \beta' - \chi' & \quad \varepsilon'' &= \beta'' - \chi''. \end{aligned}\right\} \qquad 26)$$

Unter Benutzung dieser Winkel kann man die Gl. 5) in folgender Form schreiben.

Die momentanen Ladungen q_1 bzw. q_2, die momentanen Stromstärken i_1 bzw. i_2 zweier gekoppelter Schwingungskreise sind durch die Ausdrücke gegeben:

$$\left.\begin{aligned}
q_1 &= S\left[\frac{\mathfrak{R}'}{\omega'\Omega'}e^{-\delta' t}\cos(\omega' t+\alpha')+\frac{\mathfrak{R}''}{\omega''\Omega''}e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t+\alpha'')\right]\\
q_2 &= k_2 S\left[\frac{\Omega'}{\omega'}e^{-\delta' t}\cos(\omega' t+\beta)+\frac{\Omega''}{\omega''}e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t+\beta'')\right]\\
i_1 &= S\left[\frac{\mathfrak{R}'}{\omega'}e^{-\delta' t}\cos(\omega' t+\gamma')+\frac{\mathfrak{R}''}{\omega''}e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t+\gamma'')\right]\\
i_2 &= k_2 S\left[\frac{\Omega'^2}{\omega'}e^{-\delta' t}\cos(\omega' t+\varepsilon')+\frac{\Omega''^2}{\omega''}e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t+\varepsilon'')\right]
\end{aligned}\right\} \quad 27)$$

Die Wechselgrößen kann man sich hiernach entstanden denken durch Übereinanderlagerung zweier abklingender Schwingungen, deren Winkelfrequenzen ω' und ω'', deren Dämpfungsfrequenzen δ' und δ'' sind.

Die Kenntnis der Gl. 27) und aller in ihnen enthaltenen Größen hat in einer Hinsicht an Interesse verloren, seit Hr. Macků gezeigt hat, daß man die effektiven Wechselgrößen ohne die Kenntnis der Momentanwerte berechnen kann[1]). In einer anderen Hinsicht — für die Diskussion der Vorgänge bei der Stoßerregung — ist aber die Kenntnis der Gl. 27) wertvoll, und mit Rücksicht hierauf hat Verfasser sich der Mühe unterzogen, ohne Vernachlässigungen Ausdrücke abzuleiten, die für die zahlenmäßige Berechnung und für die Aufstellung von Näherungsgleichungen gleich brauchbar sind.

Zur Durchführung der zahlenmäßigen Berechnungen benutzt man der Reihe nach die vorstehenden Gl. 5), 9), 11), 12), 7), 13), 14), 15), 20), 23), 25), 26), 27).

---

[1]) Siehe z. B. F. F. Martens, a. a. O., Art. 117.

Über die Abhängigkeit der Lichtelektrizität der Metalle vom Gas, insbesondere den Grund der starken Lichtelektrizität des Kaliums;

von G. Wiedmann u. W. Hallwachs.

Eine der gleich zu Anfang auftretenden Hauptgrundfragen der Lichtelektrizität war, ob die Wirkung primär auf den Gasraum oder den Körperraum stattfindet. Daß das letztere zutraf, entschieden schon bei der ersten Entdeckung Versuche mit tangentialer Beleuchtung [1]) und die bedeutende Abhängigkeit der Stärke der Erscheinung von der Oberflächenbeschaffenheit fand hierin ihre Begründung. Eine Verschärfung des Beweises, daß die Wirkung auf den Körperraum stattfindet, lieferten dann, indem sie ins Vakuum gingen, STOLETOW [2]) (bis 0,002 mm Hg), RIGHI [bis 0,008 mm] [3]) und weiter LENARD [4]), indem er das Vakuum noch weiter steigerte.

Eine Ausführung LENARDs (l. c. S. 1635) hinsichtlich der Lichtelektrizität, „daß dieselbe in erster Linie nichts zu tun hat mit der Luft“, ist in der Literatur vielfach so aufgefaßt worden, als solle damit gesagt sein, es folge aus den Versuchen ausschließliche Wirkung auf das Metall, während der Satz nur besagen kann, daß das Gas des Gasraumes nichts mit der Lichtelektrizität zu tun hat, und zwar des Gasraumes einschließlich der adhärierenden Schicht, daß alle Einflüsse dieses Gases vom

---

[1]) W. HALLWACHS, Wied. Ann. **33**, 301, 1888. S. ARRHENIUS hatte, von der Theorie ausgehend, daß Gase durch Belichtung leitend werden sollten, solche Leitfähigkeit gefunden und eingehend untersucht (Schwed. Akad. **44**, 405, 1887. Wied. Ann. **32**, 545, 1887 und **33**, 638, 1888). Bei dieser Arbeit ist die Frage nicht behandelt worden, ob die gefundene Wirkung nicht etwa auf den Körperraum der Elektroden stattfindet. Der Versuch hierzu würde zur Aufdeckung der Lichtelektrizität geführt haben.

[2]) A. STOLETOW, C. R. **107**, 91, 1888. Journ. d. Phys. **9**, 468, 1890.

[3]) A. RIGHI, Atti Ist. Veneto (6) **7**, 1889, auch N. Cim. (3) **26**, 135 und 217, 1889, sowie **27**, 33, 1890.

[4]) P. LENARD, Wien. Ber. **108**, 1649, 1889. J. J. THOMSON vertrat noch 1889 die Ansicht, daß es sich um eine Gaswirkung handelt und zwar „not being confined to the gas in contact with the illuminated plate, but extending through a layer of gas whose thickness at very low pressures is quite appreciable.“ Phil. Mag. (5) **48**, 552, 1889.

lichtelektrischen Standpunkt aus sekundär sind. Daß bei der Lichtelektrizität etwa dasjenige Gas eingreift, welches auch bei dem hohen benutzten Vakuum immer noch die Metallatome im Körper selbst direkt berührt, welches zum Körperraum gehört, war natürlich nicht ausgeschlossen. Diese letztere Auffassung hat eine Reihe von Untersuchungen des einen von uns geleitet und für dieselben finden sich auch in der Literatur beipflichtende Stellen [1]).

Jene Untersuchungen betrafen zuerst die lichtelektrische Ermüdung [2]), bei welcher sich Mitwirkung des Gases zuerst anzeigte. Es ließ sich unter anderem nachweisen, daß beim Aufenthalt im Vakuum nicht nur die Ermüdung geringer wird, sondern auch in besonderen Fällen die Empfindlichkeit dort wächst, und weiter, daß bei Verbringen einer Platte in ein genügend gereinigtes Gefäß die Empfindlichkeit auch bei Volldruck in der ersten Zeit ansteigt [3]). Der Verfolg dieses Anstieges führte zur Anschauung, daß das Gas bei der Lichtelektrizität eine wesentliche Rolle spielt. Eine daraufhin von Ullmann [4]) vorgenommene Untersuchung brachte jenen Anstieg, durch bessere Entgasung der Platten beim Versuchsanfang vermittelst schneller Evakuation, zu verstärkter Geltung und wies im Verfolg dieser Erscheinung einen entscheidenden Einfluß des Gases bei der Lichtelektrizität einwandfrei nach. Die Versuchsergebnisse führten zu dem Schluß [5]): „daß das Licht außer auf die Platte auch auf die durch gegenseitige Kräfte zerfallbereite Gas-Metallschicht wirkt“. Die Versuche verlangten also die Deutung, daß man eine besonders geartete Oberflächenschicht, ein Gasmetall, unterscheiden muß, und daß man die zwischen dem Gas und dem Metall wirkenden Kräfte zu berücksichtigen hat, deren Fähigkeit, im Zusammenwirken ähnliche Erscheinungen hervorzubringen wie die lichtelektrischen, bekannt war [6]).

---

[1]) E. Merritt und O. Stewart, Phys. Rev. **11**, 230, 1900.

[2]) Dieser Ausdruck stammt von Stoletow- (Hofmann), Phys. Revue **1**, 736, 1892.

[3]) W. Hallwachs z. B., Leipz. Ber. **58**, 341—393, 1906; Ann. d. Phys. **23**, 459—516, 1907.

[4]) E. Ullmann, Ann. d. Phys. **32**, 1—48, 1910; Auszug in W. Hallwachs, Ber. d. Isis, Dresden, Juli 1909.

[5]) W. Hallwachs, Isis, Dresden, Jahrg. 1909, Heft I, S. 70 (Juli).

[6]) A. Righi, N. Cim. (5) **9**, 53, 1905; N. R. Campbell, Phil. Mag. **9**, 531, 1905 und **11**, 206, 1906.

Kurz darauf erhielten diese Schlüsse eine weitere Bestätigung durch den Nachweis von HABER und JUST[1]), daß bei kurzer Wirkung von Luft auf eine frische Oberfläche von Na-K-Legierung eine der lichtelektrischen ganz analoge Erscheinung unipolaren Charakters auftritt. Ebenso konnte dies an Na- und an Li-Amalgam beobachtet werden. Auch Erregung, positive Aufladung der vorher geerdeten, dann isolierten Substanz unter Ausschluß eines elektrischen Feldes, ließ sich unter Anwendung eines die gebildeten Ionen wegblasenden Luftstromes erzielen in ganz ähnlicher Weise, wie es seinerzeit BICHAT und BLONDLOT[2]) bei der Lichtelektrizität gemacht hatten. Damit war bewiesen, daß bei geeigneten chemischen Reaktionen elektrische Vorgänge von ähnlicher Art wie die lichtelektrischen auftreten, daß die chemischen Kräfte unter geeigneten Umständen Vorgänge veranlassen können, deren Folgen von derselben Art sind, wie diejenigen der Wirkung des Lichtes bei der Lichtelektrizität. Wenn die chemischen Kräfte derartiges auch nur bei besonders kräftigen Vorgängen allein vollbringen konnten, so mußte die Tendenz zu solcher Wirkung doch allgemein vorhanden sein und sollte die lichtelektrische Wirkung unterstützen. Dies sprach der eine von uns gelegentlich eines Vortrages von HABER, welcher über eine gemeinsam mit JUST[3]) ausgeführte Fortsetzung der vorerwähnten Versuche berichtete, folgendermaßen aus[4]): „Das, was die Herren gefunden haben, ist gewissermaßen der Zwilling der lichtelektrischen Erscheinungen. Auf letzterem Gebiet hat sich aber schon lange, sehr deutlich z. B. bei den Versuchen des Herrn ULLMANN mit raschem Wechsel der Gasatmosphäre, die Überzeugung aufgedrängt, daß in vielen, vielleicht in der Überzahl der Fälle, die Wirkung des ultravioletten Lichtes unterstützt und vorbereitet wird durch das Walten chemischer Kräfte, die allerdings für sich allein die Erzeugung von Elektronen, soweit bekannt war, nicht hervorrufen konnten. Aber es war in Aussicht zu nehmen, daß es derartige Vorgänge gebe. Ich selbst habe gelegentlich nach solchen gesucht, ohne sie indessen zu finden. Es mußte dies dem Chemiker vorbehalten bleiben, und ich möchte Herrn HABER dazu

---

1) F. HABER und G. JUST, Ann. d. Phys. **30**, 411, 1909 (Oktober).
2) E. BICHAT und R. BLONDLOT, C. R. **107**, 29, 1888.
3) F. HABER, Phys. ZS. **12**, 1035, 1911.
4) W. HALLWACHS, Phys. ZS. **12**, 1042, 1911.

beglückwünschen, daß es ihm gelungen ist, hier, wo es sich gleichsam um Mikrochemie handelt, die besonderen Bedingungen für die Wahl von Temperatur, Druck und Stoff erdacht zu haben, welche zum Erfolg führten." . . . „Der besonderen Freude aller derjenigen, welche auf lichtelektrischem Gebiet gearbeitet haben, daß die Erzeugung von Elektronen durch chemische Kräfte gelungen ist, möchte ich noch herzlichen Ausdruck verleihen[1]."

Es war damals deutlich zu fühlen, daß die Anschauung, die Lichtelektrizität sei eine reine Metallwirkung, sich so vielseitig verbreitet hatte, daß die auf Grund langjähriger Arbeiten in diesem Gebiet gewonnene Anschauung von der wesentlichen Mitwirkung der Gase bei der Lichtelektrizität als etwas Befremdliches empfunden wurde.

Die Arbeiten im hiesigen Institut wurden von dem vorerwähnten Gesichtspunkt aus weiter geleitet. Nachdem die Einwirkung von Kräften von der Klasse der bei den chemischen Reaktionen tätigen, wie ich mich aus prinzipieller Vorsicht ausdrücken möchte, klar hervorgetreten war, boten sich der weiteren Fragestellung vielgestaltige Möglichkeiten. So konnten z. B. Gas und Metall chemische Kräfte aufeinander ausüben, die nicht ganz stark genug waren, um Elektronen herauszubringen, die Lichtwirkung konnte die erforderliche Ergänzung dazu bilden. Es konnte aber auch so sein, wie HABER und JUST dies zunächst aufgefaßt hatten, daß nicht die chemischen Kräfte es waren, welche in ihren Versuchen Elektronen herausbrachten, sondern erst die durch die tatsächlich erfolgende Reaktion auftretende Turbulenz der Atombewegung. Weitere Eventualitäten bestanden: z. B. daß das Metall durch das anliegende Gas eine der Dissoziation in Lösungen ähnliche Einwirkung erfahre, so daß zwischen Metallatom und Elektron bestehende „chemische Kräfte" durch die Einwirkung des Gases verringert würden, oder daß dies hinsichtlich der Gasatome seitens des Metalles bewirkt werde und so die Elektronen teilweise, oder äußerstenfalls vollständig aus den Gasatomen stammten. Alle diese und noch eine Reihe anderer Eventualitäten, deren größten Teil ich durch die Bildung des Wortes „halbchemisch" am besten

„[1]) Die Ankunft S. K. H. des Großherzogs ließ mich auf eine historische Übersicht über die Frage der Mitwirkung chemischer Kräfte bei der Lichtelektrizität verzichten." W. H.

kennzeichnen zu können glaubte[1]), wurden durch Versuchsergebnisse auf anderem Gebiet gestützt. Klären ließ sich die Wahl der weiteren Fragestellung durch den Vergleich der Einwirkung einer Serie von Gasen auf verschiedene Metalle, welcher zeigen mußte, ob ein spezifischer Einfluß des Metalles vorherrscht, oder ob die Erscheinung in verschiedenen Gasen nur nebensächlich von der Natur des Metalles beeinflußt wird. Das letztere wurde durch eine Arbeit, welche im hiesigen Institut Herr PAECH[2]) ausführte, als das Richtigere erwiesen, wenn man Pt und Zn verglich. Weiter war möglich, zu prüfen, ob die Wechselwirkung zwischen Gas und Metall vielleicht ähnlich verliefe wie bei der Dissoziation der Lösungen. Über diese hat NERNST[3]) eine Theorie ausgebildet, nach der die elektrostatischen Kräfte, welche die chemischen Kräfte bilden, durch die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels abgeschwächt werden, so daß mit wachsender Dielektrizitätskonstante die dissoziierende Kraft des Lösungsmittels zunimmt. Einer der Umstände, welche dafür sprechen, eine ähnliche Auffassung bei der Lichtelektrizität zu versuchen, war auch der, daß, wenn man nicht etwa ins äußerste Ultraviolett geht, reine Flüssigkeiten (außer den Metallen) primär keine Lichtelektrizität zeigen, sondern nur sekundär. Ganz was Analoges findet aber hinsichtlich der elektrolytischen Dissoziation statt, worauf als etwas Wesentliches F. KOHLRAUSCH[4]) mit dem Satz hinwies: „Wir kennen nicht eine einzige Flüssigkeit, welche in gewöhnlicher Temperatur für sich ein gut leitender Elektrolyt wäre.“

Ein Einfluß des Gases in dieser Art mußte sich darin betätigen, daß seine Dielektrizitätskonstante sich bemerklich machen würde, daß die chemischen Kräfte, d. h. die zwischen Atom und Elektron bestehenden, mit wachsender Dielektrizitätskonstante

---

[1]) W. HALLWACHS, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 638, 1912 (Juli). Das Wort ist in die lichtelektrische Literatur inzwischen übergegangen. Vgl. z. B. R. POHL, Phys. ZS. **14**, 1113, 1913 (Sept.).

[2]) G. PAECH, Über die Abhängigkeit der Lichtelektrizität der Metalle vom Gas. Auszug der Arbeit s. W. HALLWACHS, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 634, 1912; vollständige Veröffentlichung. Dissert. Dresden, Juli 1913; Auszug: Ann. d. Phys. **43**, 135, 1914.

[3]) W. NERNST, Gött. Nachr. Nr. 12, 1893; ZS. f. phys. Chem. **13**, 531, 1894; eine ähnliche Theorie von J. J. THOMSON, s. Phil. Mag. **36**, 320, 1893. Vgl. auch W. NERNST, Theoret. Chem., Buch II, Kap. 7, Artikel: „Andere Lösungsmittel.“

[4]) F. KOHLRAUSCH, Pogg. Ann. **159**, 270, 1876.

in ihrer Wirkung abnähmen und dadurch die Ablösung von Elektronen erleichtert würde. In dieser Richtung von Herrn Paech, l. c., vorgenommene Versuche führten zu Ergebnissen, deren quantitativ hervorstechendstes das war, daß sich in NH^3 eine fünfmal so starke Lichtelektrizität fand wie in Luft. Die auf Grundlage der Ullmannschen Versuche gegebene Deutung des oben erwähnten anfänglichen Ansteigens der Lichtelektrizität frischer Platten, daß das Gas primär bei der Lichtelektrizität mitwirke, mit von Null ansteigender aufgenommener Gasmenge die Lichtelektrizität wachse bis zu einem Maximum und dann wieder falle, weil die zunehmende Gasmenge vermehrte Absorption der Elektronen bewirke, fand sich durch die Versuche des Herrn Paech nun sichergestellt.

Weiterhin war zu prüfen, wieweit die als primär erkannte Mitwirkung des Gases gehe; die äußerste Konsequenz, daß ohne Gas die Lichtelektrizität verschwinde, eine Konsequenz, zu welcher die Versuche unmittelbar hinleiteten, wurde zum erstenmal ausgesprochen [1]). Auf ihre Richtigkeit wies auch die Tatsache hin, daß die Alkalimetalle, welche die größte Lichtelektrizität zeigen, in ganz hervorragendem Maße z. B. Wasserstoff absorbieren, welches Gas bei den meisten Versuchen mit Alkalizellen angewendet worden war, und in dem Kalium immer enthalten ist. Der entscheidendste Versuch mußte darin bestehen, diese lichtelektrisch am stärksten erregbaren Substanzen durch möglichste Entfernung des Gases ihrer Lichtelektrizität größtenteils oder vollständig zu berauben. Versuche in dieser Richtung wurden von einem von uns (Wiedmann) im hiesigen Institut in Gang gesetzt und führten zum Erfolg. Das Fortschreiten dieser Versuche gab einer Gesamtdarstellung der Lichtelektrizität [2]), welcher in den betreffenden Kapiteln die Anschauung der primären Mitwirkung der Gase zugrunde gelegt worden war, bei ihrem Fortschreiten die nötige Sicherung. Fast ausnahmslos ließ sich eine Reihe neuerer und älterer Versuche, welche unter der Vorstellung einer reinen Metallwirkung vielfach so auffällige Ergebnisse aufwiesen, von dem gewonnenen Gesichtspunkt aus gemeinsam

---

[1]) W. Hallwachs, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 637, 1912.

[2]) W. Hallwachs, Die Lichtelektrizität, Handb. d. Radiologie, herausgeg. von E. Marx, Bd. III, Leipzig, Akad. Verlagsgesch. m. b. H. (Im Erscheinen begriffen.)

überschauen. Natürlich war die Art der Darstellung bei der großen Verbreitung der Anschauung, daß die Lichtelektrizität eine reine Metallerscheinung sei, sehr achtsam und vorsichtig zu wählen. Zunächst möge nun über die Versuche berichtet werden.

Die experimentelle Aufgabe derselben bestand darin, die gewöhnliche Herstellungsart von Kaliumzellen so abzuändern, daß im Kalium enthaltene Gase, welche zumeist aus Wasserstoff bestehen, soweit wie irgend möglich entfernt würden. Bei der sehr starken Absorption des K, ein Volum nimmt 126 Volumina H auf, war dies auf alle Fälle nur mit lang andauernden Prozessen zu erreichen. Überdies mußte das Verfahren in allen Einzelheiten für den vorliegenden Zweck besonders von Stufe zu Stufe ausgearbeitet werden.

Jedenfalls waren die Zellen durch Destillation des K darzustellen, aber einmalige Destillation genügte, wie Vorversuche zeigten, keinesfalls, die Gasabgabe hörte nicht auf, wie sowohl die Pumpe als auch ein eingeschaltetes Geißlerrohr zeigten. Es kam daher eine auf mehrfache Destillation besonders eingerichtete Glasapparatur zur Anwendung, deren Gestaltung im Lauf der Versuche noch verändert wurde, bis man schließlich, zum erstenmal im Juni 1913, wenn auch alle anderen Vorsichtsmaßregeln für Fernhaltung der Gase getroffen waren, zum Ziel gelangte, nämlich ganz oder nahezu lichtelektrisch unempfindliche Kaliumzellen zu erhalten. Die Erreichung dieses Zieles forderte eine fortdauernde Anpassung der Versuchsanordnung an den gedachten Zweck unter Benutzung aller im Verlauf der Arbeit gewonnenen Erfahrungen.

Die Anordnung bestand zunächst aus einer Sprengelpumpe, welche das erste Vakuum erzeugte. An dieselbe war ein Rohrstück angeschmolzen, von welchem abzweigten: erstens zwei während des Versuches mit flüssiger Luft zu umgebende Kohlerohre; zweitens ein Geißlerrohr, um das Auspumpen verfolgen zu können; drittens eine Wasserstoffanordnung; viertens ein etwa 2 m langes Rohr, welches zu dem ebenfalls angeschmolzenen Destillierapparat führte. Ein Teil dieses längeren Rohres bildete ein V von etwa 35 cm Schenkellänge, welches in flüssige Luft tauchte. Nur zwischen V und Pumpe kamen die unentbehrlichen Hähne vor, nach der Seite des Destillierapparates lediglich Verschmelzungen, so daß eventuelle Dämpfe der Hähne vom Hauptapparat fern-

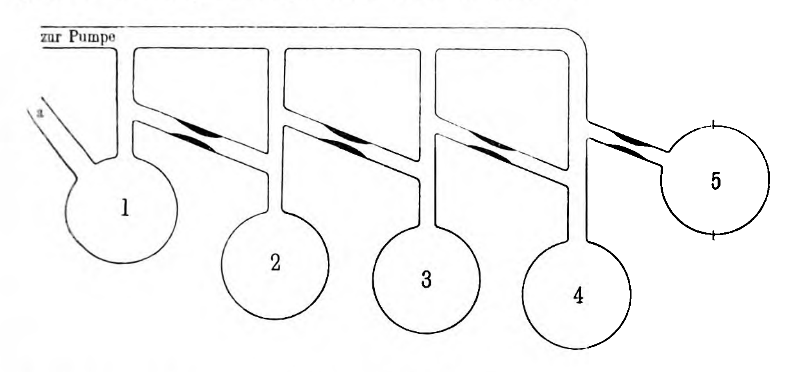
gehalten wurden. Die Destillation erhielt stufenweise Vervollkommnung, wie nachher angegeben werden wird.

Zur lichtelektrischen Untersuchung diente eine Anordnung, welche den im Institut vielfach benutzten und wiederholt beschriebenen entsprach. Das Licht kam von einer Quarzquecksilberlampe und ging, um zu große Ausschläge beim Vergleich mit den gewöhnlichen empfindlichen Alkalizellen vermeiden zu können, durch einen verstellbaren Spalt. Es fiel dann in die vor fremdem Licht geschützte Zelle, deren Gegenelektrode ein Potential von + 8 Volt erhielt, während der Kaliumbelag durch eine Platinelektrode mit einem Hallwachsschen Elektrometer von guter Isolation in Verbindung stand. Dem Elektrometer, dessen Nadel an 200 Volt saß, lag ein Bronsonwiderstand parallel; die Verbindungen bekamen durch umgelegte, weite, rechteckige, geerdete Blechröhren den erforderlichen elektrostatischen Schutz. Ein Erdschlüssel gestattete, die vom K kommende Leitung zu erden oder zu isolieren. Zur Bestimmung der Empfindlichkeit diente eine von Herrn Dr. Dember zur Verfügung gestellte, früher von ihm hergestellte Kaliumzelle von mittlerer Empfindlichkeit[1]).

Ganz zu Anfang wurden Zellen ohne besondere Vorsichtsmaßregeln mittels einfacher Destillation hergestellt. Diese zeigten eine Empfindlichkeit von etwa der Größe der erwähnten Vergleichszelle. Man ging dann zu mehrfacher Destillation über und erreichte es dabei zunächst, die Empfindlichkeit auf etwa $^1/_8$ der Vergleichszelle herabzubringen. Bei dem hierzu benutzten Destillierapparat mußte das abziehende Gas über die erkaltende Oberfläche des niedergeschlagenen Kaliums streichen. Dies wurde nun dadurch verbessert, daß der Destillierapparat die in der Figur gegebene Konstruktion erhielt. In Zelle 1 wird, während im allgemeinen Wasserstoff durch den Apparat strömte, was sich aber schließlich als nicht unbedingt erforderlich erwies, sorgfältig gereinigtes K durch das Rohr *a* eingebracht. Die Reinigung geschah mit einem Gemisch von Alkohol und Benzin nach einem bei dieser Gelegenheit ausprobierten besonderen Verfahren. Nach dem Einfüllen wird *a* schnell an geeigneter Stelle zur Kapillare verengt, das K bis eben zum schwachen Sieden erwärmt, bei der

[1]) Herrn Dr. Dember sind wir außer dieser Zelle auch noch für viele Ratschläge aus seiner großen Erfahrung mit Kaliumzellen, sowie für mannigfache experimentelle Unterstützung sehr dankbar.

Kapillare abgeschmolzen, die H-Zufuhr, insofern eine solche vorhanden ist, geschlossen und unverzüglich ausgepumpt. Das K ist inzwischen kalt geworden, und das Vakuum läßt sich bis zur grünen Fluoreszenz im Geißlerrohr bringen. Würde jetzt das K zum stärkeren Sieden gebracht, so käme so viel Gas zur Entwickelung, daß das Geißlerrohr wegen zu hohen Druckes alsbald keinen Stromdurchgang mehr zeigen würde. Um den ganzen Prozeß verfolgen zu können und den Druck niemals hoch ansteigen zu lassen, wurde daher das K nur ganz vorsichtig gekocht, und zwar so, daß z. B. nach der Kugel 2 kein Kalium hinüberdestillierte. Es bedurfte zwei- bis mehrtägiger Fortsetzung des Kochens unter fortwährendem Laufen der Sprengelpumpe bis die ungeheuren Mengen Gas, welche sich in dem Kalium befinden —



auch in demjenigen, welches nicht besonders mit H behandelt wurde — so weit fortgebracht waren, daß die Stärke des Siedens, ohne die grüne Fluoreszenz des Geißlerrohres zu beeinträchtigen, gesteigert werden konnte. War dies erreicht, so begann bei genügendem, starkem Erwärmen und unter fortwährendem Gang der Pumpe die Destillation des K von 1 nach 2, wobei aber wiederum möglichst langsam verfahren wurde, so daß die Destillation mehrere Stunden brauchte. Nunmehr traten Kohle und flüssige Luft in Tätigkeit, starkes Erhitzen der folgenden Kugeln 3 bis 5, sowie Glühen der Platinelektroden mit Strom dienten zur möglichsten Entfernung der Gase von den Glasoberflächen und aus dem Pt der unvermeidlichen Elektroden. Das Vakuum ging nun so weit, daß durch das Geißlerrohr keine Entladung mehr zu bekommen war, an einer im Nebenschluß liegenden Funken-

strecke von 6 cm Länge prasselten die Funken über. Nach langsamem Destillieren aus 2 nach 3 wurde der ganze Prozeß wiederholt und das Kalium nach 4 geschafft und schließlich nach abermaliger Wiederholung nach 5. Das K hat also eine viermalige Destillation im äußersten erreichbaren, nach Anzeige des Geißlerrohres sehr guten Vakuum durchgemacht.

In die lichtelektrische Versuchsanordnung eingebracht, ergab die Zelle mit und ohne Belichtung keine erkennbare Verschiedenheit des Ausschlages, während die oben erwähnte Vergleichszelle 500 Skalenteile in der gleichen Anordnung lieferte. Die Zelle besaß einen Dunkeleffekt durch Oberflächenleitung, der, ohne den Destillationsapparat zu sehr zu verwickeln, unvermeidlich war, was die Genauigkeit für die Feststellung eines Unterschiedes der Ausschläge mit und ohne Licht auf ein paar ganze Skalenteile herabdrückt.

Da aus einem Versuch kein endgültiger Schluß gezogen werden durfte, wurde zu einem zweiten fortgeschritten. Dabei besaß auch die vierte Kugel Platinelektroden; sie wurde abgeschmolzen, das K hatte eine dreimalige Destillation durchlaufen, und untersucht. Es ergaben sich 15 Skalenteile Ausschlag, während die Vergleichszelle 500 lieferte. Im Verlauf dieser lichtelektrischen Messung verdampfte die flüssige Luft beim Kohlerohr fast vollständig, was zur Folge hatte, daß das Geißlerrohr wieder Entladungen durchließ und grün fluoreszierte. Dies wurde dahin ausgenutzt, daß man jetzt von 3 nach 5 eine weitere Kaliummenge destillierte, wonach die Zelle, da jetzt Gas vorhanden war, wieder größere Empfindlichkeit zeigen sollte. Dies ergab sich auch tatsächlich, die Kugel 5 bildete eine Zelle, deren lichtelektrische Empfindlichkeit derjenigen der Vergleichszelle gleichkam.

Der Versuch wurde nun ein drittes Mal angesetzt, wobei in dem verwendeten Destillierapparat auch die Kugeln 3 und 4 Platinelektroden erhielten. Bei der dritten Destillation von 3 nach 4 ließ man einiges Kalium in 3 zurückbleiben, welches also zwei Destillationen durchgemacht hatte, schmolz die Kugel 3 ab und untersuchte sie lichtelektrisch. Dabei fanden sich 60 mm Ausschlag gegen 500 der Vergleichszelle.

Die Fortsetzung des Versuches, Destillation von 4 nach 5 unter Zurücklassung von genügend Kalium in 4, welches dreimal



destilliert war, Abschmelzen von 4 und lichtelektrische Untersuchung desselben, lieferte für 4 keinen merklichen Ausschlag, d. h. die Zelle besaß starken Dunkeleffekt durch Oberflächenleitung, so daß auch im unbelichteten Zustand ein Ausschlag eintrat, der die bekannten Schwankungen von einigen Millimetern aufwies, so daß der Unterschied zwischen belichteter und unbelichteter Zelle nur auf ein paar Millimeter feststellbar war. Nach mehreren Tagen war es gelungen, die Oberflächenleitung genügend zu beseitigen, dann stellten sich 14 Skalenteile für die Belichtung ein, gegenüber 850 bei der Vergleichszelle.

Die Kugel 5 mit dem viermal destillierten *K* zeigte, lichtelektrisch untersucht, nicht das geringste und auch dann nicht, als der zwischen Lampe und Zelle befindliche Spalt ganz breit gestellt worden war, wo dann mit der Vergleichszelle wegen übergroßen Stromes nicht mehr verglichen werden konnte, während sie bei der ersten Spaltstellung 850 mm geliefert hatte.

Die weitere Untersuchung soll mit nichtreaktionsfähigen Gasen ausgeführt werden, um zu prüfen, wie weit auf diesem Weg entschieden werden kann, ob bei der Wirkung des Gases auch gewöhnliche chemische Kräfte in positivem Sinn mitwirken oder nicht.

Das **Ergebnis** dieser Versuche ist, daß die große Lichtelektrizität des Kaliums sich erklärt durch die bedeutende Gasaufnahme dieses Körpers, daß **Vorhandensein von Gas eine notwendige Bedingung merklicher Lichtelektrizität** ist.

Die Art dieser Gaswirkung ins einzelne zu bestimmen, wird wohl ein fruchtbarer Vorwurf für viele Arbeiten sein, welche auch, wie zu hoffen, zur weiteren Aufklärung der physikalischen Natur chemischer Kräfte beitragen möchten. Die Arbeitshypothese für die Einwirkungsart des Gases schon jetzt zu vereinseitigen, scheint mir im Interesse des raschen Fortschrittes nicht geboten, wie an anderer Stelle dargelegt werden soll. Im gegenwärtigen Moment möchte wohl neben der vorhin erwähnten Fortführung der Versuche mit neutralen Gasen in erster Linie die Arbeitshypothese zu prüfen sein, daß das Gas die zwischen den Metallatomen und den lichtelektrischen Elektronen derselben wirkenden Kräfte abschwächt und so an einzelnen Stellen Elektronen den Austritt ermöglicht. Diese Hypothese hat neben

den früher erwähnten Vorteilen auch den, die Verschiebung der roten Grenze, welche mit Steigerung des Gasgehaltes nach neueren Versuchen offenbar verbunden ist, zu erklären. Dabei wird die Aufmerksamkeit darauf zu richten sein, den Einfluß der Menge des aufgenommenen Gases und der Dielektrizitätskonstante voneinander zu trennen. Neben der zweifellos vorhandenen Wirkung der letzteren dürften sich aber, ebenso wie bei der Dissoziation der Stoffe durch ein Lösungsmittel, noch andere spezifische Einflüsse geltend machen. Vielleicht durch Einführung nichtreaktionsfähiger Gase, jedenfalls durch weitere Variation des Metalles bei der Einwirkung einer Serie von Gasen, wird sich eventuelle, direkte, elektronenabtrennende Wirkung chemischer Kräfte überprüfen lassen.

Jedenfalls ist das Ergebnis der ganzen Folge der eingangs erwähnten Arbeiten, daß die alte Grundfrage, ob die auf den Körperraum bei den festen Körpern stattfindende lichtelektrische Wirkung lediglich auf die letzteren erfolgt, verneint und dahin beantwortet, daß **die Wirkung stattfindet auf das Gasmetall bzw. allgemeiner auf das Gemisch von Körper mit aufgenommenem Gas.**

Seitens der Hauptarbeiter auf lichtelektrischem Gebiet ist die Anerkennung des Ergebnisses der weiter oben erwähnten Arbeiten des hiesigen Institutes, daß das Gas eine primäre Rolle bei der Lichtelektrizität spielt, zuerst von den Herren POHL und PRINGSHEIM [1]) erfolgt, auch Herr WERNER [2]), dessen Versuche, wie in der oben erwähnten Darstellung der Lichtelektrizität gezeigt werden wird, die primäre Einwirkung des Gases deutlich erkennen lassen, kommt zu einem entsprechendem Schluß. Da die Berücksichtigung dieser Tatsachen in vielen Fällen noch nicht deutlich hervortrat, gab der eine von uns in Wien einen diesbezüglich auffordernden Hinweis [3]). Eine weitere sehr willkommene Bestätigung liefern gerade eben veröffentlichte, von Herrn FREDENHAGEN

---

[1]) Andeutend in Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 115, 1913, ausdrücklicher auf der Wiener Naturforscherversammlung z. B. Phys. ZS. **14**, 1114, rechte Spalte, 1913.

[2]) S. WERNER, Upsala Univ. Arsskrift 1913, drittletzte Seite der Abhandlung.

[3]) Siehe z. B. W. HALLWACHS, Phys. ZS. **14**, 1114, am Schluß, 1913.

angeregte Versuche des Herrn KÜSTNER[1]). Er verfolgt den oben erwähnten, durch die Arbeiten von HALLWACHS und ULLMANN zuerst gefundenen und als primäre Einwirkung des Gases bei der Lichtelektrizität erkannten Anstieg frisch gereinigter Platten[2]) an im Vakuum mit einer ausgezeichneten Schabevorrichtung geschabten Zinkplatten. Das weitere tatsächliche Ergebnis der Versuche ist, daß beim Ausschluß absorbierten Gases keine meßbare Lichtelektrizität bei Zn vorhanden ist, bzw. sicher unter einem Tausendstel der gewöhnlichen Wirkung gashaltiger Platten bleibt, ein Resultat, welches mit demjenigen der Versuche des einen von uns am Kalium erfreulicherweise vollständig zusammen stimmt.

In die Fassung der Ergebnisse schaltet Herr KÜSTNER vor das Wort „Gas" jeweils den Ausdruck „reaktionsfähige". Nun ist zwar die Arbeitshypothese, unter welcher die Versuche unternommen wurden, von der Vorstellung ausgegangen, daß eine gewöhnliche chemische Reaktion zunächst eintrete und das gefundene Resultat, ohne Gas keine Lichtelektrizität, ist im Einklang mit dieser Hypothese, aber es beweist sie nicht, und in den Versuchen ist nichts aufgeführt, was als Untersuchung der Richtigkeit jener Arbeitshypothese gedeutet werden kann[3]). Der Überblick über die weiter oben gegebene Aufzählung einiger wahrscheinlicherer Möglichkeiten, die tatsächliche Einwirkung der Gase zu deuten, zeigt aber, daß die nach getaner Arbeit zu stellende Frage: Was lehrt das Ergebnis unabhängig von der Arbeitshypothese? zurzeit, d. h. auf Grund des bis jetzt vorliegenden Tatsachenmaterials, zum mindesten offen gelassen werden muß. Der eine von uns hat zwar, wie oben angegeben[4]), während der Versuche des Herrn ULLMANN die eventuelle direkte Mitwirkung von gewöhnlichen Reaktionen chemischer Natur zwischen Metall und Gas als nächstliegende Erklärung für die gefundenen Erscheinungen seinerzeit zuvörderst ins Auge gefaßt und diese

---

[1]) H. KÜSTNER, Phys. ZS. **15**, 68, 1914.

[2]) Vgl. z. B. W. HALLWACHS, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 635 u. 637, sowie die im § 3 gegebene Anwendung der gewonnenen Kenntnis, 1913.

[3]) So sind z. B. Versuche in einem nichtreaktionsfähigen Gas nicht vorgenommen, die allerdings auch nur dann entscheiden können, wenn ein solches Gas genügend absorbiert wird.

[4]) S. oben, S. 108, Note 5.

später[1]) zeitweise als noch wahrscheinlicher betrachtet. Nachdem aber zur Prüfung der verschiedenen Möglichkeiten übergegangen worden war, sank, wie oben angegeben, die Wahrscheinlichkeit für die Annahme gewöhnlicher Reaktionen, und es stieg die für eine Deutung, welche sich an die für die Dissoziation bei Lösungen gebildeten Vorstellungen als allgemeine Analogie anlehnte.

Es werden gewiß viele Prozesse im lichtelektrischen Gebiet ablaufen, bei welchen sich chemische Reaktionen, direkt positiv wirkend, einmengen, und es ist auch nicht die Möglichkeit ausgeschlossen, daß sich vielleicht die Notwendigkeit der Einmischung solcher Reaktionen, falls Lichtelektrizität entstehen soll, herausstellen wird, größere Wahrscheinlichkeit hat dies aber zurzeit nicht, oder, schärfer ausgedrückt, das zurzeit bekannte Versuchsmaterial schiebt die Wahrscheinlichkeit für das, was zum Auftreten der Lichtelektrizität unbedingtes Erfordernis ist, etwas anderen Auffassungen zu, die zwar auch mit „chemischen“ Kräften operieren, aber in anderer Art. Es würde gewiß für die weitere Entwickelung der Lichtelektrizität, die nun wieder vielfache Anregungen bringt, schädlich sein, wenn man dem Bedürfnis, die Hypothesen zu vereinseitigen, schon jetzt die Zügel schießen ließe. Gerade die Geschichte der Lichtelektrizität zeigt, wie ein solches Verfahren die Entwickelung verlangsamt, worauf an anderer Stelle zurückzukommen sein wird, wo auf die Darlegungen des Herrn Fredenhagen[2]), welche lichtelektrische Tatsachen und Literatur wohl nicht überall ganz beherrschen, eingegangen werden soll.

Dresden, Phys. Inst. der Techn. Hochschule, 25. Jan. 1914.

---

1) S. oben, S. 109, Note 4.
2) K. Fredenhagen, Phys. ZS. **15**, 65, 1914.

Berichtigung zum Vortrag: Zustandsgleichung, Zustandsdiagramm und Assoziationshypothese;

von Léon Schames.

(Eingegangen am 13. Januar 1914.)

Zweck dieser Zeilen ist, kurz auf folgendes hinzuweisen:

1. Bisher wurde sowohl von mir[1]) als auch von anderen[2]) das NERNSTsche Wärmetheorem nicht auf $\lim\limits_{T=0} \omega$ angewandt. Das ist aber unbedingt erforderlich. Da das Theorem verlangt, daß sich im absoluten Nullpunkt alle Größen asymptotisch ihrem Endwert nähern, sind alle bisherigen Extrapolationen des Nullpunktvolumens unrichtig, und ganz besonders diejenige für Wasser meiner Fig. 1. Unter Berücksichtigung des NERNSTschen Theorems und der Messungen von DEWAR folgt für Wasser:

$$\lim_{T=0} \omega = {}^{10}/_{27}.$$

Dies ist merkwürdigerweise auch der b-Wert für den idealen Gaszustand des Wasserdampfes.

2. In Fig. 4 ist die Extrapolation für $\lim\limits_{p=\infty} \omega$ nur für flüssiges Wasser durchgeführt; geschieht das auch für festes, so wird der Grenzwert etwas kleiner als dorten, nämlich:

$$0{,}23 > \lim_{p=\infty} \omega > 0{,}20.$$

Am wahrscheinlichsten dürfte der Wert $^2/_9$ sein, so daß dann:

$$\lim_{p=\infty} \omega = {}^3/_5 \lim_{T=0} \omega.$$

3. In Fig. 2 (die Linien aG, bG, cG fallen, wie eine spätere Untersuchung von TAMMANN zeigt, in eine zusammen) war die Linie FG geradlinig, als zu einem zweiten kritischen Punkt führend, extrapoliert worden (ebenso LM in Fig. 4). Nun nimmt zwar auch KAMERLINGH ONNES[3]) die Existenz dieses zweiten kritischen Punktes an, aber meine Extrapolation ist insofern nicht richtig, als gleichzeitig das Volumen-Druckdiagramm berücksichtigt werden muß.

---

[1]) L. SCHAMES, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1017, 1913.

[2]) F. KÖRBER, Ann. d. Phys. (4) **37**, 1014, 1912; J. TIMMERMANS, Proc. Dubl. Soc. **13**, 310, 1913.

[3]) H. KAMERLINGH ONNES, Enzykl. d. math. Wiss. **5**, X., 879.

Geschieht dies, so folgt, daß der zweite kritische Punkt erst bei unendlich hohem Druck eintritt; also erst dann, wenn der Grenzwert $\lim_{p=\infty} \omega$ erreicht ist, wird Flüssigkeit und fester Körper identisch.

4. Schließlich sei prinzipiell zur Zustandsgleichung bemerkt, daß es nicht nötig ist, von der VAN DER WAALSschen Form auszugehen und dann den Assoziationskoeffizienten zu berechnen, sondern daß der umgekehrte Weg, erst eine bestimmte Assoziation einzuführen und, von dieser ausgehend, eine Zustandsgleichung abzuleiten, befriedigender und richtiger sein wird. Auch wird eine andere Abhängigkeit b von c zweckmäßiger sein. Die so gewonnene Gleichung und das oben hier nur kurz Angedeutete wird später veröffentlicht werden. Dann soll auch der Zusammenhang der Assoziationstheorie mit einer Nullpunktsenergie und mit der spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen gezeigt werden.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. | 15. Februar 1914. | Nr. 3.

Sitzung vom 23. Januar 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **Alfred Reis** berichtet
über die Verwendung von Ordnungszahlen in Spektralbeziehungen an Stelle von Atomgewichten.

Ferner trägt Hr. **W. Schottky** vor
über den Austritt von Elektronen aus glühenden Drähten gegen verzögernde elektrische Felder.

Endlich spricht Hr. **J. Franck**
über Ionisation durch positive Ionen
nach gemeinsam mit Frl. E. v. BAHR ausgeführten Versuchen.
(Schon abgedruckt S. 57—68.)

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Theodor Meyer: Reflexion langwelliger Wärmestrahlen an rauhen Flächen und Gittern.

Léon Schames: Berichtigung zum Vortrag: Zustandsgleichung, Zustandsdiagramm und Assoziationshypothese.

F. F. Martens: Über Vorgänge in Schwingungskreisen. I. Strenge Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier magnetisch oder galvanisch gekoppelter Kreise.

Hans Witte: 1. Nochmals die Symmetrieverhältnisse im elektromagnetischen Felde. Erwiderung auf eine Notiz von Hrn. E. Gehrcke.

2. Der Sagnac-Effekt: ein Experimentum crucis zugunsten des Äthers.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Sergius Popow, Tübingen, Physikal. Institut der Universität.
Hr. Anatol Ignatieff, Assistent der Physik am Technologischen Institut in Tomsk, z. Z. Tübingen.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. W. Gerlach.)
Hr. stud. math. Karl Czukor, Budapest, Müegyetem, Fehérvári út 18.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Sitzung vom 6. Februar 1914.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. **H. Rubens** berichtet über einen

Beitrag zur Kenntnis der langwelligen Reststrahlen, nach gemeinsam mit Hrn. H. v. Wartenberg angestellten Versuchen.

Weiter spricht Hr. **C. Lübben**

über die Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren

L. Högelsberger: Eine Bemerkung zur Abhandlung des Hrn. F. Kiebitz: Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen. (Eingereicht durch Hrn. H. Benndorf.)

J. Koenigsberger und **A. Gallus:** Über Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen an einem Isolator.

Franz Skaupy: Die Elektrizitätsleitung in Metallen.

M. de Broglie und **F. A. Lindemann:** Einige Bemerkungen über Röntgenstrahlspektren.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. Willi Luthe, Mittweida i. S., Wilhelmstraße 18.
(Vorgeschlagen durch Hrn. P. Volkmann.)

Hr. Dr. P. Kaltenbach, Navigationsoberlehrer in Elsfleth a. W. Weserstraße 2.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Jahnke.)

Hr. Dr. Walter Schottky, Berlin-Steglitz, Fichtestraße 12a.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. Pohl.)

Elektrotechnischer Verein, Berlin SW 11, Königgrätzerstraße 106.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Rubens.)

Reflexion langwelliger Wärmestrahlen an rauhen Flächen und Gittern;

von Theodor J. Meyer.

Auszug aus der Berliner Dissertation.

(Eingegangen am 12. Januar 1914.)

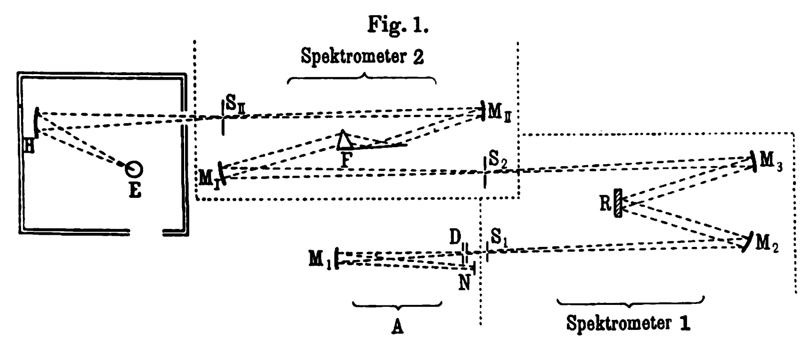
In seiner „Polish" betitelten Arbeit hat Lord RAYLEIGH[1]) bemerkt, „die Feinheit, die notwendig ist, damit eine Oberfläche regelmäßig und ohne Diffusion nach allen Seiten reflektiert, hängt von der Wellenlänge des Lichtes und dem Einfallswinkel ab". Ich stellte mir die Aufgabe, die Grenze der regelmäßigen und diffusen Reflexion für verschiedene Wellenlängen aufzusuchen. Zunächst werden Messungen mit „geschmirgelten" Platten für das kurzwelligere ultrarote Spektralgebiet, in welchem der Gebrauch des Spektrometers möglich ist, angestellt. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 wiedergegeben. Ein Nernstbrenner N und ein Hohlspiegel M_1 befanden sich auf einem Messingträger, der vorn am ersten Arm eines Spiegelspektrometers befestigt wurde. Der Hohlspiegel M_1 bildete den Faden der Nernstlampe auf dem ersten Spalt S_1 des Spektrometers ab. Dieses Spektrometer diente dazu, die zu untersuchenden Platten aufzunehmen. Auf seinem Tisch befand sich an Stelle des sonst verwandten Prismas ein Rahmen K, hinter dessen kreisförmiger Öffnung die reflektierenden Platten durch den Druck einer Feder befestigt werden konnten. Vom Spalt S_1 fielen die Strahlen auf den Spektrometerspiegel M_2. Die von diesem ausgehenden parallelen Strahlen gelangten auf die Platte R, wurden von dieser reflektiert und dann durch den zweiten Spektrometerspiegel M_3 auf dem Spalt S_2 vereint. Zwecks spektraler Zerlegung nahmen die Strahlen nun den gewöhnlichen Gang durch ein zweites großes Spiegelspektrometer mit einem Flußspatprisma F. Nach dem Durchgang durch den Monochromator fielen die Strahlen auf den Hohlspiegel H und wurden durch ihn auf das Thermoelement eines Mikroradiometers E konzentriert, das zur Messung der Strahlung diente. „Rauhe"

---

[1]) Nature 1901, S. 385.

Flächen wurden zunächst dadurch hergestellt, daß ebene Nickelplatten mit Schmirgelpapier verschiedener Feinheit bei möglichster Vermeidung jeder Vorzugsrichtung gerieben wurden. Bei den Versuchen wurden die Platten so eingestellt, daß die vom Mikroradiometer angezeigte Intensität ein Maximum war, und dann von Minute zu Minute aus ihrer Stellung verdreht. Mit dem Winkel, um den die Platten gedreht wurden, änderte sich die vom Mikroradiometer angezeigte Intensität. Die Werte der Intensitäten als Funktion der Drehungswinkel dargestellt, ergaben umstehende Kurven. Sie gelten für eine blanke Silberplatte (*d*), eine ebensolche Nickelplatte (*c*) und die beiden künstlich rauh gemachten Nickelplatten (*b*) und (*a*), von welchen *a* die rauhere

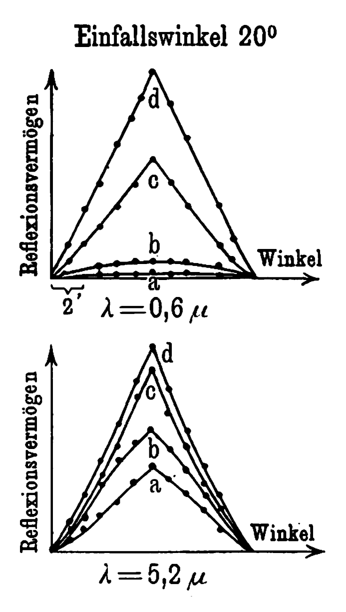
Fig. 1.

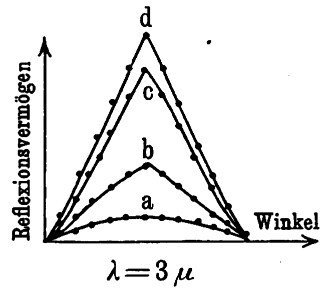


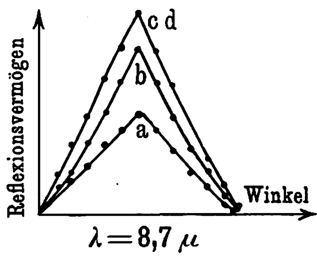
ist. Es wurde bei zwei Incidenzwinkeln (20 und 50°) und vier verschiedenen Wellenlängen ($\lambda = 0{,}6\,\mu$; $\lambda = 3\,\mu$; $\lambda = 5{,}2\,\mu$; $\lambda = 8{,}7\,\mu$) beobachtet. Da der Abfall der gemessenen Intensität mit dem Drehwinkel, der sich bei rauhen Platten zeigte, ebenso bei einem glatten Silberspiegel gefunden wurde, so folgt daraus, daß dieser Abfall der Kurven nicht auf diffuse Reflexion, sondern darauf zurückzuführen war, daß beim Drehen des Spiegels noch ein Bruchteil geometrisch reflektierter Energie durch den Spektrometerspalt auf das Radiomikrometer fiel. Die diffuse Reflexion war bei diesen Platten und bei dieser Versuchsanordnung zu gering, um beobachtet werden zu können, nur so weit zeigte sie sich, als sie sich gerade bei den rauhesten Platten der geometrischen Reflexion überlagerte, wodurch die Kurven für diese Platten statt in gerader Linie in konvexer Krümmung abnahmen. Die geometrische Reflexion nimmt, wie ebenfalls aus den Kurven ersichtlich, an den einzelnen Flächen mit größer werdender Wellen-

Fig. 2.

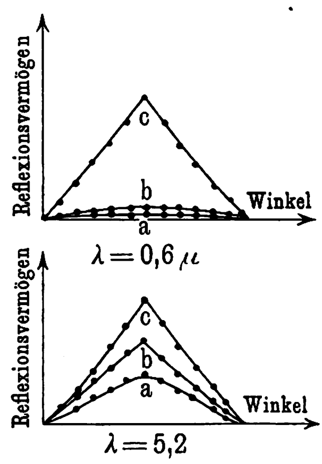
Einfallswinkel 20°

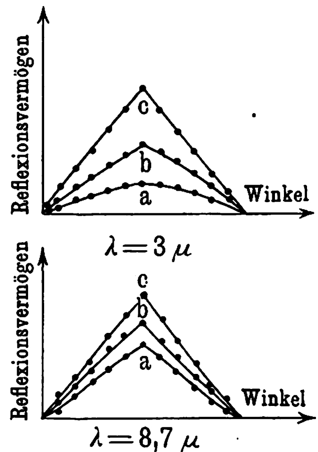






Einfallswinkel 50°





a = Kurve der rauhesten Platte ⎫
b = „ „ mittelrauhen Platte ⎬ Nickel
c = „ „ glatten Platte ⎭
d = „ des Silberspiegels

länge und größer werdendem Winkel zu. Als aber dann zu 24 μ langen Wellen übergegangen wurde, da zeigte es sich, daß die rauheste von diesen Platten sich schon vollkommen wie ein glatter Spiegel verhielt, und selbst bei Verwendung sehr groben Schmirgelpapiers konnte das Reflexionsvermögen für lange Wellen nicht mehr verändert werden. In langwelligerem und kurzwelligerem ultraroten Spektralgebiet konnte man also nicht dieselben Platten verwenden.

Für die Reflexionsmessungen im langwelligeren Spektralgebiet wurden Nickelplatten mit dem Sandstrahlgebläse mit verschiedenen Sandsorten von der Firma HAUPTNER „geblasen". Dieses Verfahren, die Platte zu „blasen", ergab viel regelmäßigere Resultate, als die Anwendung von Schmirgelpapier, was auch aus den Photographien (S. 132) ersichtlich ist. Beim Gebrauch des Schmirgelpapiers hatte man eigentlich eine glatte Fläche, auf welcher sich in geringen oder größeren Abständen einzelne Kratzer von verschiedener Tiefe befanden. Die „geblasenen" Platten hingegen besaßen rauhe Erhebungen, die nahezu, wenn auch nicht vollkommen, gleichmäßig über die Platte verteilt waren.

An diesen „geblasenen" Platten wurden die folgenden Messungen mit den 8,85 μ, 24 μ, 52 μ, 110 μ, etwa 300 μ langen Wellen gemacht. Zur Aussonderung der Strahlen im Gebiet 8,85 μ bis 52 μ wurde die Methode der „Reststrahlen", für die größeren Wellenlängen die Quarzlinsenmethode angewandt.

Bei den „Reststrahlen"-Versuchen wurde als Strahlungsquelle ein Auerbrenner benutzt. Vom Auerbrenner A fielen die Strahlen auf einen Hohlspiegel M_1, wurden durch einen schräg gestellten Planspiegel S_1 abwärts gerichtet und auf den zu untersuchenden Platten zum Bilde des Auerbrenners vereinigt. Die von der Oberfläche reflektierten Strahlen gelangten aufwärts und wurden dann wiederum durch einen schräg gestellten Planspiegel S_2 in die ursprüngliche Horizontalebene gebracht und nach dem Durchgang durch die Reststrahlenanordnung durch einen zweiten Hohlspiegel M_2 auf dem Thermoelement E vereinigt. Zur Herstellung der Reststrahlen von 8,85 μ [1]) mittlerer Wellenlänge wurden drei Quarzplatten verwendet, von 24 μ [2]) mittlerer Wellenlänge drei

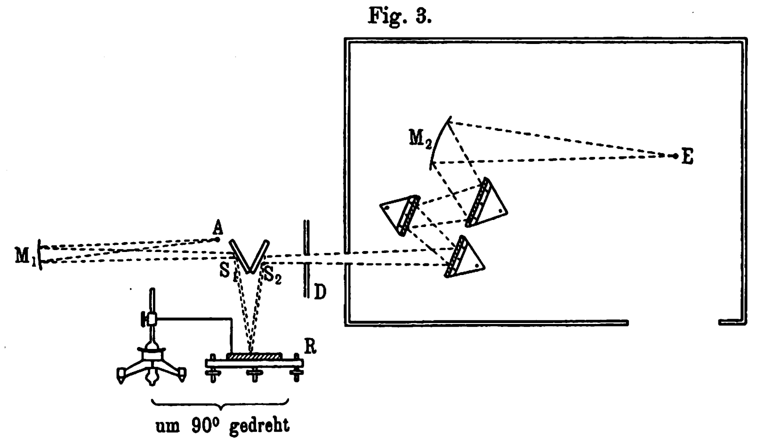
---

[1]) RUBENS und NICHOLS, Wied. Ann. **60**, 432, 1897.
[2]) RUBENS und NICHOLS, ebenda **60**, 437, 1897.

Flußspatplatten benutzt mit Einschaltung einer Sylvinplatte und von 52 μ[1]) mittlerer Wellenlänge vier Steinsalzplatten in Anwendung gebracht.

Schließlich wurden die Versuche auch mit langen Wellen von etwa 110 μ[2]) und etwa 300 μ[3]) angestellt, welche nach der „Quarzlinsenmethode“ aus der Gesamtstrahlung einer Lichtquelle isoliert werden können. Als Strahlungsquelle für die ersteren wurde ein Invertbrenner *A*, für die letzteren eine Quarzquecksilberlampe benutzt. Die Strahlen der Quarzquecksilberlampe wurden durch schwarze Pappe von 0,4 mm Dicke durchfiltriert, so daß die vom Quecksilberdampf ausgehenden sehr inhomogenen Strahlen eine mittlere Wellenlänge von etwa 300 μ besaßen. Die Aussonderung

Fig. 3.



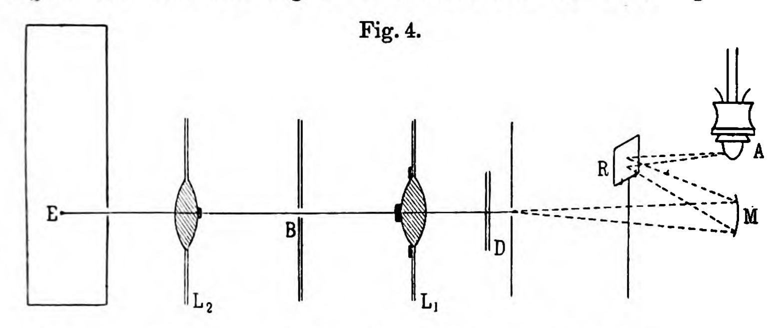
der Strahlen beruht auf der „Anwendung von Quarzlinsen, welche infolge der außerordentlichen Verschiedenheit des Brechungsexponenten für Wärmestrahlen diesseits und jenseits des Absorptionsstreifens in Quarz derartig justiert werden können, daß sie die ausgesendete langwellige Strahlung auf ein gegebenes Diaphragma konzentrieren, während die gewöhnlichen Wärmestrahlen zerstreut und abgeblendet werden“. Die Platten, deren Reflexionsvermögen gemessen werden sollten, wurden gegen eine vertikale Holzplatte *R* gelegt. Die Strahlen kamen vom Invertbrenner bzw. von der Quarzquecksilberlampe, fielen auf die vertikal stehenden Platten

---

[1]) Rubens und Aschkinass, Wied. Ann. **65**, 247, 1898.
[2]) Rubens und Wood, Sitz.-Ber. d. Akad. d. Wissensch. 1910, 1122—1137.
[3]) Rubens und v. Baeyer, ebenda 1911, 339—345.

und wurden dann durch einen Hohlspiegel M auf das Diaphragma vor den Aussonderungslinsen geworfen. Der übrige Strahlengang ergibt sich aus der Figur. Die Resultate der Messungen mit

Fig. 4.



„geblasenen" Platten finden sich in der nachstehenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 1. Messungen.

Incidenzwinkel	λ = etwa 300 μ Platte Nr. 1	2	3	$\lambda = 110\,\mu$ Platte Nr. 1	2	3	$\lambda = 52\,\mu$ Platte Nr. 1	2	3	$\lambda = 24\,\mu$ Platte Nr. 1	2	3	$\lambda = 8{,}85\,\mu$ Platte Nr. 1	2	3
	Proz.			Proz.			Proz.			Proz.			Proz.		
5°	97	97	97	95	95	94	83	75	64	50	30	16	8	2	1
30°	—	—	—	95	95	94	85	75	66	53	33	21	12	4	2
60°	—	—	—	95	95	94	85	77	74	54	40	33	20	10	4

Es geht aus der Tabelle hervor, daß die Platten bei 8,85 μ und 5° Incidenzwinkel fast vollkommen rauh sind, diese Eigenschaft aber mit größerer Wellenlänge und größerem Einfallswinkel in einem solchen Maße verlieren, daß sie bei 110 μ fast streng geometrisch reflektieren. Interessant ist ferner die Tatsache, daß der Einfluß des Incidenzwinkels auf das Reflexionsvermögen mit wachsender Wellenlänge immer geringer wird und bereits bei den Reststrahlen von Steinsalz kaum noch zu erkennen ist, obwohl hier das Reflexionsvermögen noch lange nicht den maximalen Betrag erreicht hat.

Quantitative Messungen über die Größe der Unebenheiten zu machen, erwies sich leider als unmöglich. Wie mikroskopische Messungen ergaben, sind die Rauheiten einerseits sehr verschiedener Art, andererseits handelt es sich nicht um scharf begrenzte

Vertiefungen. Wie bereits oben bemerkt wurde, gibt die Korngröße des verwendeten Sandes kein Maß, höchstens einen qualitativen Anhaltspunkt für die Rauheit der Platten: die Sandgröße, mit der die drei Platten geblasen wurden, war etwa 25 μ, 250 μ,

Fig. 5 a. Fig. 5 b.

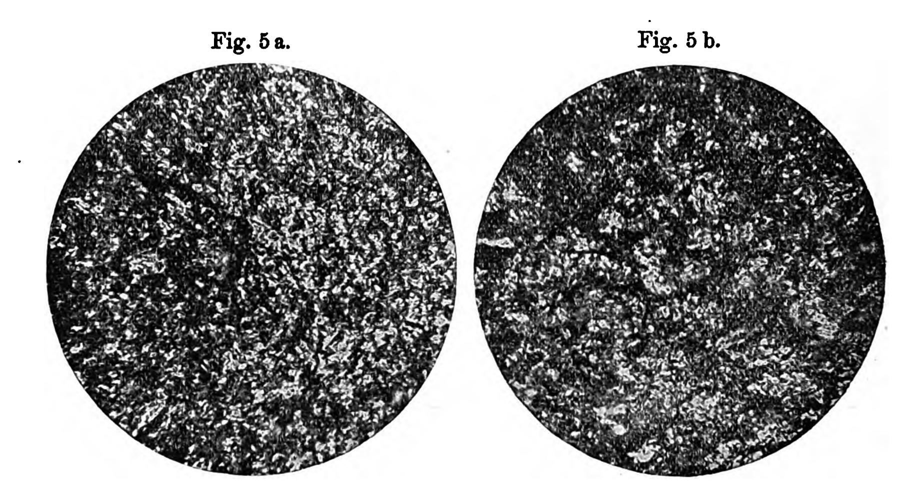
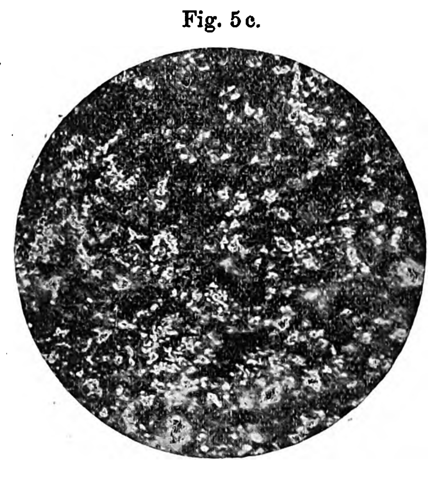


Fig. 5 c.



375 μ. Die unregelmäßige Form von Erhebungen und Vertiefungen in der Plattenoberfläche ist besonders deutlich aus den drei Photographien (Fig. 5 a, b, c) ersichtlich, welche bei senkrechter Incidenz des Lichtes und 560 facher Vergrößerung mikrophotographisch von

Herrn Prof. SCHEFFER aufgenommen wurden. Es sei mir gestattet, an dieser Stelle Herrn Prof. SCHEFFER für seine Liebenswürdigkeit meinen besten Dank auszusprechen.

Versuche mit Gittern.

a) Gerillte Platten. Nahe verwandt mit den Erscheinungen der diffusen Reflexion ist die Reflexion des Lichtes an Oberflächen, welche mit äquidistanten Furchen oder Erhebungen versehen sind. Hier ist zwar die Möglichkeit gegeben, in bezug auf die Dimensionen dieser Gebilde quantitative Angaben zu machen; andererseits aber wird der Charakter der Erscheinung durch die Regelmäßigkeit, mit der die Erhebungen angeordnet sind, wesentlich beeinflußt. Immerhin versprach die Untersuchung des Reflexionsvermögens von Gittern interessante Resultate zu liefern, sobald die Dimensionen der Gitterfurchen von gleicher Größenordnung waren, wie die Wellenlänge der untersuchten Strahlung. Es wurde zunächst mit Ritzgittern gearbeitet, welche mit der Teilmaschine hergestellt werden konnten. Je nach der Zahl der Furchen pro Millimeter und je nach der Tiefe erhielt ich verschiedene Resultate. Als Material für die Platten verwendete ich Zink. Die folgende Tabelle enthält die charakterisierenden Größen.

	Strichabstand 50 μ Platte	Strichabstand 100 μ Platte	Strichabstand 200 μ Platte	Strichabstand 400 μ Platte
Tiefe etwa 20 μ, Strichbreite etwa 60 μ	I	II	III	IV
Tiefe etwa 40 μ, Strichbreite etwa 70 μ	—	V	VI	VII
Tiefe etwa 60 μ, Strichbreite etwa 80 μ	—	VIII	IX	X
Tiefe etwa 80 μ, Strichbreite etwa 90 μ	—	—	XI	XII

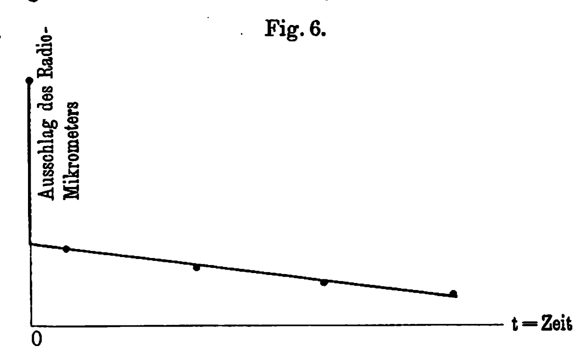
Bei diesen Messungen wurde polarisierte Strahlung verwendet. Die Versuche wurden in der Weise angestellt, daß das Reflexionsvermögen an den Ritzgittern gemessen wurde, einmal, wenn der elektrische Strahlenvektor [1]) der Strichrichtung parallel war, das

[1]) Bzw. seine Projektion auf die reflektierende Fläche.

andere Mal, wenn er darauf senkrecht stand. Als Polarisator verwendete ich bei den Reststrahlversuchen eine Quarzplatte, welche in den Strahlengang unter dem Polarisationswinkel eingeschaltet war. Bei den etwa 110 μ und etwa 300 μ langen Wellen benutzte ich wegen der bequemeren Handhabung ein Drahtgitter mit zwanzig 0,025 mm starken Platindrähten pro Millimeter, welches nahezu vollständig[1]) polarisiert. Dieses Gitter wurde auf dem Diaphragma B (s. S. 131) befestigt. Im übrigen wurden die oben beschriebenen und für die Versuche mit den rauh „geblasenen" Platten bestimmten Anordnungen beibehalten.

Bei den Versuchen mit der Quarz-Quecksilberlampe wurde die Wirkung der von dem heißen Quarzrohr herrührenden kurz-

Fig. 6.



welligeren Strahlung durch Rechnung eliminiert (vgl. Dissert. S. 23 und 24). Die Resultate der Messungen sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt.

Die Versuche zeigen, daß die an gerillten Platten reflektierten Strahlen, wenn auch teils nur in geringem Maße, Polarisation aufweisen, ähnlich wie die Herren du Bois und Rubens[2]) Polarisation bei dem Durchgang durch Metalldrahtgitter nachgewiesen haben.

Bezüglich des Reflexionsvermögens geht aus der Tabelle folgendes hervor:

1. Faßt man das Reflexionsvermögen eines bestimmten Ritzgitters bei verschiedenen Wellenlängen (also die Horizontalreihen) ins Auge, so ergibt sich aus der Tabelle, ebenso wie auch früher

[1]) Du Bois und Rubens, Ann. d. Phys. **35**, 254, 1911.
[2]) Du Bois und Rubens, Wied. Ann. **49**, 593—632, 1893; Ann. d. Phys. **35**, 243—276, 1911.

Tabelle 2.

Platte Nr.	Strich Tiefe μ	Strich Abstand μ	Reflexionsvermögen ϱ_1 — Elektrischer Vektor ⊥ der Strichrichtung $\lambda = 52\,\mu$ Proz.	$\lambda = 110\,\mu$ Proz.	$\lambda = 313\,\mu$ Proz.	Elektrischer Vektor ‖ der Strichrichtung $\lambda = 52\,\mu$ Proz.	$\lambda = 110\,\mu$ Proz.	$\lambda = 313\,\mu$ Proz.
1	etwa 20	50	84	96	96	84	96	97
2		100	(*15*)	79	94,5	(*18,5*)	88	98
3		200	(*44*)	63	87	(*44*)	88	98
4		400	67	84	95	74	95	99,5
5	etwa 40	100	41	80	85	56	83	95
6		200	54	50	80	54	78	96,5
7		400	72	65	84,5	72	86	95,5
8	etwa 60	100	12,5	76	85	31	76	89,5
9		200	33	47	61,5	50	54	93
10		400	63	54	67,5	73	71	90,5
11	etwa 80	200	31	45	57,5	50	52	80,5
12		400	61	51	46,5	71	58	84

bei den geschmirgelten und mit Sandstrahlgebläse rauh gemachten Platten, im allgemeinen ein Ansteigen des Reflexionsvermögens mit größer werdender Wellenlänge; diejenigen Werte, bei denen das nicht der Fall ist, erklären sich dadurch, daß bei Platten mit größerem Strichabstand zwischen den Furchen ebene Stellen stehen bleiben, welche wegen ihrer geringen Breite die kurzwelligen Strahlen besser reflektieren als die langwelligen. So erklärt es sich, daß das Reflexionsvermögen für eine größere Wellenlänge mitunter kleiner ist als für eine kürzere:

bei den Platten 6 . . . . . 54 Proz. bei 52 μ, 50 Proz. bei 110 μ
„ „ „ 7 . . . . . 72 „ „ 52 μ, 65 „ „ 110 μ
„ „ „ 10 . . . . . 63 „ „ 52 μ, 54 „ „ 110 μ
„ „ „ 12 . . . . . 61 „ „ 52 μ, 51 „ „ 110 μ

ferner in der Richtung, in welcher der elektrische Vektor parallel der Strichrichtung steht:

bei den Platten 10 . . . . . 73 Proz. bei 52 μ, 71 Proz. bei 110 μ
„ „ „ 12 . . . . . 71 „ „ 52 μ, 58 „ „ 110 μ

2. Die angegebene Erklärung für dieses Verhalten der Platten findet auch ihre Bestätigung darin, daß bei konstanter Wellenlänge und konstanter Strichtiefe das Reflexionsvermögen mit dem

Strichabstand wächst, sobald dieser eine bestimmte Größe, etwa das Doppelte der Wellenlänge, erreicht hat.

3. Betrachtet man bei konstanter Wellenlänge Platten mit gleicher Strichzahl und verschiedener Tiefe, so ergibt sich aus der Tabelle, daß bei immer größer werdender Tiefe das Reflexionsvermögen konstant ist oder geringer wird. Nur die in der Tabelle eingeklammerten Werte, also die an den Platten 2 und 3 gemessenen Reflexionswerte bei der Wellenlänge $52\,\mu$, ergeben eine Abweichung. Es handelt sich hier wohl um einen ähnlichen Fall wie bei dem von den Herren du Bois und Rubens untersuchten Goldgitter, bei welchem ebenfalls bei $52\,\mu$ eine Abweichung festgestellt wurde; vermutlich hat man es hier mit der Wirkung elektrischer Resonanzen zu tun.

4. Die bisherigen Ergebnisse waren mehr qualitativer Natur. Quantitativ ergibt sich aus der Tabelle, daß die folgenden Werte des Reflexionsvermögens angenähert übereinstimmen:

1. bei Platte 1 für $52\,\mu$ und Platte 5 für $110\,\mu$: 84 bzw. 80, 84 bzw. 83 Proz.
2. „ „ 5 „ $52\,\mu$ „ „ 11 „ $110\,\mu$: 41 „ 45, 56 „ 52 „
3. „ „ 6 „ $52\,\mu$ „ „ 12 „ $110\,\mu$: 54 „ 51, 54 „ 58 „

Zieht man in Betracht, daß die unvermeidlichen Ungenauigkeiten bei den Ablesungen, den Wellenlängenmessungen und den Bestimmungen der Tiefe der Ritze als Fehlerquellen in Rechnung zu setzen sind, so kann man in allen drei Fällen die Werte 84 bzw. 80 Proz., 84 bzw. 83 Proz., 41 bzw. 45 Proz., 56 bzw. 52 Proz. und 54 bzw. 51 Proz., 54 bzw. 58 Proz. als gleich, innerhalb der Fehlergrenzen, ansehen. In jedem der drei Fälle verhalten sich die Wellenlängen etwa wie 1:2, ebenso verhalten sich die Abstände und Tiefen der Platten 1 und 5, 5 und 11, 6 und 12 wie 1:2.

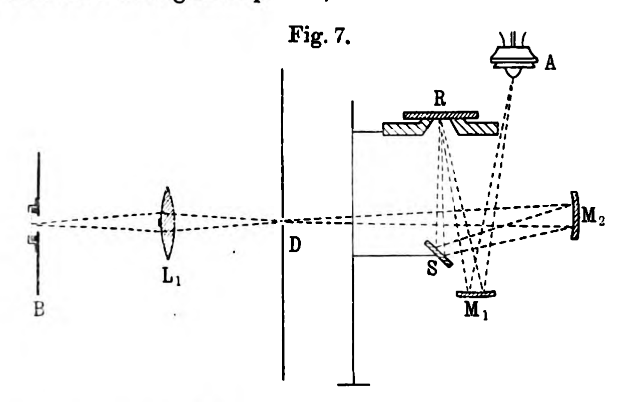
Es geht also aus den Messungen hervor, daß das an zwei verschieden gerillten Platten und bei zwei verschiedenen Wellenlängen gemessene Reflexionsvermögen dann gleich ist, wenn das Verhältnis der Wellenlänge zu den geometrischen Dimensionen der Gitterprofile ungeändert bleibt. Dies zeigt, daß das Material der Gitter in dem hier in Betracht kommenden Wellenlängenbereich keine erheblichen selektiven Eigenschaften mehr besitzt, ein Schluß, zu welchem man auch durch andere Untersuchungen bereits geführt worden ist.

b) Versuche mit Metalldrahtgittern. Viel größere Regelmäßigkeit der Struktur, als es mit gerillten Platten möglich ist, erreicht man bei Metalldrahtgittern. Es wurden deshalb auch einige Versuche mit solchen Drahtgittern für die durch Quarzlinsen ausgesonderte langwellige Strahlung des Auerbrenners angestellt.

Versuchsanordnung.

Die Strahlen gelangten vom Invertbrenner A auf einen unter ihm liegenden Hohlspiegel M_1, wurden von diesem nach oben geworfen und bei R zu einem Bilde vereint. Hier befand sich eine kreisrunde Hartgummiplatte, die in der Mitte konusförmig

Fig. 7.



durchbohrt war. Auf diese Öffnung wurden abwechselnd ein vorderseitig versilberter Spiegel mit der versilberten Seite nach unten und eines der zu untersuchenden Drahtgitter aufgelegt. Von R gelangten die Strahlen abwärts auf den Planspiegel S, von dort nach dem Hohlspiegel M_2 und wurden durch diesen auf dem Diaphragma D vor der Quarzlinsenanordnung zu einem Bilde vereint.

Messungen.

Es wurden dieselben Drahtgitter verwendet, die auch die Herren du Bois und Rubens in ihren Arbeiten, betitelt: „Polarisation ungebeugter ultraroter Strahlung durch Metalldrahtgitter"[1]) und „Polarisation ungebeugter langwelliger Wärmestrahlen durch

[1]) Wied. Ann. 49, 593—632, 1893.

Drahtgitter"[1]) verwendet und mit den Buchstaben bezeichnet haben: Pt 1, Cu 1, Au 1, Ag 1, Pt 2, Cu 2. Außerdem wurden noch ein Silbergitter mit der Gitterkonstante 0,3716 mm und Öffnungsbreite 0,1858 mm[2]) und ein erst kürzlich im hiesigen Institut verfertigtes Gitter aus Kupfer Cu 3 untersucht, dessen Gitterkonstante 0,15 mm und dessen Öffnungsbreite 0,1 mm war. Der Einfallswinkel betrug 6° und 45°[3]). Das Reflexionsvermögen der Drahtgitter wurde wiederum für senkrecht und parallel zur Strichrichtung polarisierte Strahlung gemessen. Es wurde zu diesem Zweck wie früher auf dem Diaphragma B ein Polarisationsgitter drehbar befestigt[4]); nun wurden zunächst die Ausschläge verglichen, die sich bei vertikaler Stellung des Polarisators ergaben, wenn sich auf R abwechselnd ein Vergleichssilberspiegel oder eines der zu untersuchenden Gitter in solcher Lage befand, daß einem von L_1 blickenden Beobachter die Drähte des Gitters in dem Hohlspiegel M_2 horizontal erschienen. Dann wurde das Polarisationsgitter um 90° gedreht und die entsprechende Messung wiederholt. Zur Kontrolle der Versuche wurden Messungen dann in der Weise vorgenommen, daß das Polarisationsgitter in einer bestimmten Stellung unverändert blieb und die Drahtrichtung der zu untersuchenden Gitter in R um 90° gedreht wurde. Als Polarisator diente wieder das Drahtgitter mit zwanzig 0,025 mm starken Platindrähten pro Millimeter, das auch die Herren du Bois und Rubens verwendet und mit Pt 1a bezeichnet haben. Um zu prüfen, ob bei der von mir verwendeten Quarzlinsenanordnung[5]) das Gitter Pt 1a vollkommen polarisierte, wurden Versuche in der Weise angestellt, daß ein Pt 1a in seinen Dimensionen gleiches Platingitter Pt 1b — ein sogenannter Zwilling[6]) — zwischen Invertbrenner und Quarzlinsenanordnung gestellt und dann die Durchlässigkeit gemessen wurde, wenn die Drahtrichtungen der beiden Gitter senkrecht oder parallel zueinander standen. Da sich die beiden Durchlässigkeiten wie 1:100 verhielten, war die

1) Ann. d. Phys. 35, 243—276, 1911.

2) Die Drähte dieses Gitters waren geschwärzt.

3) Die Figur entspricht der Anordnung für einen Incidenzwinkel von 6° — bei einem Incidenzwinkel von 45° wurde die Anordnung entsprechend geändert.

4) du Bois und Rubens, Ann. d. Phys. 35, 253, 1911.

5) Es befanden sich etwa 19 mm Quarz im Strahlengang.

6) Ann. d. Phys. 35, 268, 1911.

Polarisation, die Gitter Pt 1a bewirkte, als annähernd vollkommen anzusehen. Die vom Vergleichssilberspiegel reflektierte Strahlung war in meiner Anordnung nahezu vollständig unpolarisiert. Die Versuchsergebnisse sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt. Es bedeutet, wie üblich:

R_p = Reflexionsvermögen (∥ pol. Str.),
R_s = Reflexionsvermögen (⊥ pol. Str.).

Gleichzeitig sind in den Tabellen die von den Herren du Bois und Rubens gemessenen Werte für

Q_p = Durchlässigkeit (∥ pol. Str.),
Q_s = Durchlässigkeit (⊥ pol. Str.)

aufgenommen. Die Öffnungsbreite aller Gitter mit Ausnahme von Cu 3 ist halb so groß als die Gitterkonstante. Die Öffnungsbreite von Cu 3 ist $^2/_3$ der Gitterkonstanten.

Tabelle 3. Neigungswinkel 6°.

Gitter	Pt 1	Cu 1	Au 1	Ag 1	Pt 2	Cu 2	Cu 3	**Ag 2**
Gitterkonstante	50 μ	50 μ	66,2 μ	91,2 μ	96 μ	105 μ	150 μ	**371,6 μ**
R_p	0,234	0,232	0,239	0,224	0,214	0,236	0,125	**0,143**
Q_p	0,748	0,731	0,766	0,722	—	0,587	—	—
$R_p + Q_p$	0,982	0,963	1,005	0,946	—	0,823	—	—
R_s	0,939	0,942	0,919	0,734	0,704	0,664	0,365	0,051
Q_s	0,022	0,038	0,075	0,241	—	0,263	—	—
$R_s + Q_s$	0,961	0,980	0,994	0,975	—	0,927	—	—

Tabelle 4. Neigungswinkel 45°.

Gitter	Pt 1	Cu 1	Au 1	Ag 1	Pt 2	Cu 2	Cu 3	**Ag 2**
Gitterkonstante	50 μ	50 μ	66,2 μ	91,2 μ	96 μ	105 μ	150 μ	**371,6 μ**
R_p	0,172	0,164	0,191	0,301 [1]	0,178	—	0,105	**0,112**
Q_p	0,740	0,732	0,555	0,439	—	0,389	—	—
$R_p + Q_p$	0,912	0,896	0,746	0,740	—	—	—	—
R_s	0,940	0,940	0,890	0,766 [1]	0,668	—	0,490	0,276
Q_s	0,003	0,004	0,011	0,022	—	0,035	—	—
$R_s + Q_s$	0,943	0,944	0,901	0,788	—	—	—	—

[1]) Den Beobachtungen der Herren Rubens und du Bois entnommen: Ann. d. Phys. **35,** 271, 1911.

*

Aus den Tabellen ist folgendes ersichtlich: Die Gitter Pt 1 und Cu 1, die dieselben Gitterkonstanten besitzen, haben nahezu gleiches Reflexionsvermögen; im übrigen sinkt die Größe des Reflexionsvermögens R_s den Gitterkonstanten entsprechend, während R_p für die ersten sechs Gitter praktisch konstant ist.

Von besonderem Interesse ist die Betrachtung der Summe $R_p + Q_p$ bzw. $R_s + Q_s$. Für die Gitter Pt 1, Cu 1, Au 1 ist die Gitterkonstante sicher kleiner als die Wellenlänge, denn die durchschnittliche Wellenlänge der durch Quarzlinsen ausgesonderten Strahlung beträgt 110 μ, und auch die kürzeste der in der auffallenden Strahlung vorhandenen Wellenlänge ist wohl mindestens 70 μ[1]). Für die übrigen Gitter hingegen ist die Gitterkonstante jedenfalls größer als ein Teil der ausgesonderten Strahlung. Bei einem Incidenzwinkel von 6° nun ist $R_p + Q_p$ bzw. $R_s + Q_s$ bei der ersten Gruppe der Gitter, also bei Pt 1, Cu 1, Au 1, annähernd gleich 1, und es ist anzunehmen, daß die Summe vollkommen gleich 1 wäre, wenn die Gitter vollkommen ebene Oberfläche besäßen. Diese Annäherung ist beim Goldgitter am besten. Es findet also bei der ersten Gruppe der Gitter, also bei Pt 1, Cu 1, Au 1, weder Absorption noch diffuse Zerstreuung statt; die ganze Energie wird entweder von den Gittern durchgelassen oder geometrisch reflektiert. Bei der zweiten Gruppe der Gitter hingegen, für welche die Gitterkonstante größer ist als die Wellenlänge eines Teiles der Strahlung, sind aus diesem Grunde zwei Beugungsbilder erster Ordnung[2]) vorhanden. In diesem Falle muß $R_p + Q_p$ bzw. $R_s + Q_s$ kleiner als 1 sein, denn die Energie der Beugungsbilder muß von der Intensität der auffallenden Strahlung bestritten werden. Diese Beugungsbilder sind es auch, die das Reflexionsvermögen bei einem Neigungswinkel von 45° beeinflussen: bei dieser Incidenz können, auch wenn λ größer als die Gitterkonstante ist, Beugungsbilder auftreten, und zwar berechnet sich z. B. für eine unter 45° Incidenz auf ein Gitter mit der Gitterkonstanten 50 μ auffallende Strahlung die größte Wellenlänge, für welche Beugung möglich ist, zu 85 μ. Dieses ist der Grund, weswegen einerseits das Reflexionsvermögen mit größer werdendem Incidenzwinkel teilweise kleiner ist als bei einer Incidenz von 5°, und

---

[1]) Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. Isolierung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzlinsen von RUBENS und WOOD.

[2]) Wied. Ann. 49, 627, 1893.



andererseits die Summe $R_p + Q_p$ bzw. $R_s + Q_s$ auch bei den ersten drei Gittern nicht mehr 1 erreicht. Tritt also keine Störung durch die Beugungsbilder ein, dann wird von den Metalldrahtgittern die gesamte Strahlung teils geometrisch reflektiert, teils hindurchgelassen und nichts diffus reflektiert oder absorbiert. Es sei daran erinnert, daß auch bei HERTZschen Gittern die Absorption und diffuse Zerstreuung eine sehr geringe ist[1]).

Physikalisches Institut der Universität Berlin.

[1]) RUBENS und RITTER, Wied. Ann. 40, 71, 1890.

Der Sagnac-Effekt: ein Experimentum crucis zugunsten des Äthers?

von Hans Witte.

(Eingegangen am 19. Januar 1914.)

---

1. Der gemeinsame Grundgedanke derjenigen wirklich ausgeführten oder ausgeführt gedachten optischen Experimente, welche die Existenz oder Nichtexistenz des „Äthers" entscheiden sollen, ist der folgende:

Gibt es einen Äther, so müssen die optischen Vorgänge in allen Systemen, die sich relativ zum Äther bewegen, abweichend verlaufen; insbesondere muß in allen derartigen Systemen ein anderer Wert der Lichtgeschwindigkeit gemessen werden als der Standardwert c.

Den zu erwartenden Betrag dieser Änderung bestimmt, abgesehen von der Bewegungsrichtung, die Größe der Relativgeschwindigkeit v des Systems zum Äther (oder, umgekehrt betrachtet, die Geschwindigkeit $-v$ des relativen „Ätherstromes" oder „Ätherwindes").

Die größten Relativgeschwindigkeiten, die man bisher hat in Rechnung setzen können, sind von der Größenordnung 30 km/sec gewesen, der zu erwartende Effekt demzufolge durch das Verhältnis $\frac{v}{c} =$ etwa 10^{-4} gegeben.

Indessen hat man bisher die Überzeugung gehabt, daß der Effekt von dieser Größenordnung, also der e r s t e n, sich der Messung entziehen müsse, hauptsächlich, weil er Beobachtungen an zwei verschiedenen Punkten des Systems nötig mache.

So gelangte die Entscheidung an die Effekte zweiter Ordnung $\left(\text{also im günstigsten Fall } \frac{v^2}{c^2} = \text{etwa } 10^{-8}\right)$. Schon MAXWELL hatte nachgewiesen, daß Glieder zweiter Ordnung durch Messung an einem und demselben Punkt festgestellt werden können müßten; das Experimentum crucis ist der Versuch von MICHELSON geworden.

Das negative Ergebnis dieses Versuches ist es hauptsächlich gewesen, was viele Physiker, besonders die Anhänger des neueren

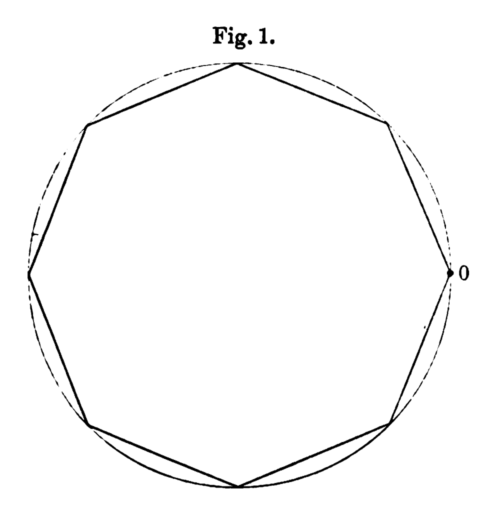
Relativitätsprinzips, endgültig dazu geführt hat, auf den Äther zu verzichten.

2. Nun hat neuerdings Herr SAGNAC[1]) einen neuen optischen Effekt zwecks Entscheidung der Ätherfrage angegeben.

Dieser neue Effekt ist bemerkenswerterweise von der ersten Ordnung; trotzdem finden alle Messungen an einem und demselben Punkt des Systems statt.

Der Effekt läßt sich daher auch bei nur kleinen Translationsgeschwindigkeiten v sehr wohl mittels Interferenzerscheinungen beobachten, und Herr SAGNAC hat das auch getan.

Fig. 1.



Der Effekt hat sich in der Tat gezeigt, Größenordnung und Sinn der Verschiebung stimmt, und überdies stehen die beobachteten Streifenverschiebungen sogar zahlenmäßig in auffallend guter Übereinstimmung mit den berechneten.

Herr SAGNAC zieht daher aus Theorie und Experiment den Schluß[2]): Die Streifenverschiebung mißt die Relativgeschwindigkeit des Systems zum Äther (oder den relativen Ätherwind, vent relatif de l'éther), beweist also die Existenz des Äthers.

[1]) G. SAGNAC, L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther, C. R. 157, 708, 27. Oktober 1913; Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux, ebenda S. 1410, 22. Dezember 1913.

[2]) A. a. O., S. 710 u. 1413.

3. Die Arbeit von Herrn SAGNAC ist demnach von sehr großer Wichtigkeit.

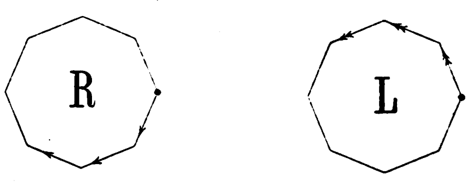
Ich denke nun nicht daran, den experimentellen Teil der Arbeit im geringsten in Zweifel zu ziehen, im Gegenteil halte ich die Methode selber noch in verschiedenen Richtungen für entwickelungsfähig.

Dagegen erscheinen mir die theoretischen Grundlagen und demgemäß auch die Schlußfolgerungen nicht mit Notwendigkeit die von Herrn SAGNAC gegebene Deutung zu erfordern.

4. Ich gestatte mir, den Grundgedanken der Versuchsanordnung in einer etwas schematisierten Form wiederzugeben, mit dem Bemerken, daß die Sache dadurch nicht geändert wird.

Gegeben ist (Fig. 1) ein auf der Innenseite spiegelnder Kreis mit dem Halbmesser r.

An einem Randpunkt O wird ein Lichtstrahl geteilt, der eine Teil R geht rechts herum, der andere Teil L links herum.



Beide Teile beschreiben eben dasselbe, mit einmaligem Umlauf geschlossene Polygon (in der Fig. 1 ein Achteck).

Bezeichnet U den Umfang des Polygons, dann ist dasselbe U also der Lichtweg für beide Strahlen; die Umlaufzeit ist:

$$T = \frac{U}{c},$$

beide Strahlen kommen gleichzeitig wieder in O an.

Jetzt denke man dem Beobachtungspunkt O eine Translationsgeschwindigkeit v erteilt, und zwar soll das geschehen, indem der Kreis mit der Tourenzahl N gedreht wird, es soll also sein:

$$v = 2\pi . N . r.$$

Ebensowohl[1]) kann man sich auch den Punkt O und den ganzen Kreis dauernd in Ruhe gehalten denken, es herrscht dann an der Stelle O wie an jedem Randpunkt des Kreises ein ent-

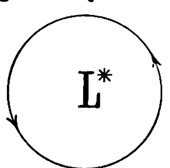
[1]) G. SAGNAC, a. a. O., S. 709 u. 1411.

gegengesetzt gerichteter Ätherwind (vent relatif de l'éther) mit demselben Absolutbetrag

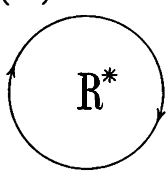
$$v = 2\pi . N . r \qquad 1)$$

der relativen Äthergeschwindigkeit.

Die gedachte Drehung des Systems erfolge links (L^*) herum,



dann geht der relative Ätherwind im Verhältnis zu dem ruhend gedachten System rechts (R^*) herum.



Von den beiden mit R und L bezeichneten, rechts und links herumlaufenden Lichtstrahlen wird daher der eine, nämlich der Strahl R, zunächst schneller von O weg, dann in gleichem Maße schneller um den ganzen Kreis herum und ebenso schneller wieder zu dem Punkt O hingeführt, der andere, L, wird in gleicher Weise zurückgehalten. —

Wenn irgend eine Welle durch eine relative Strömung v des wellentragenden Mediums schneller befördert oder zurückgehalten wird, dann ist bekanntlich in erster Annäherung die Zeit ΔT der Verfrühung oder Verspätung gegenüber der bei der Standardgeschwindigkeit c gebrauchten Normalzeit T bestimmt durch

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{v}{c},$$

falls die Richtungen von v und c genau zusammenfallen bzw. genau entgegengesetzt sind; statt der Zeit ΔT kann man auch die (scheinbare) Wegverkürzung oder -verlängerung ΔU einführen, dann ist ΔU im Verhältnis zum Normalweg („wirklichen" Weg) U bestimmt durch:

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{v}{c};$$

es ist also:

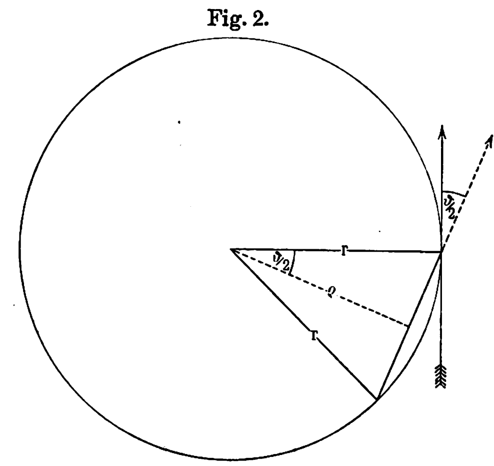
$$\varDelta U = \frac{v}{c} \cdot U, \tag{2}$$

und die Phasenänderung x ist bei der Wellenlänge λ gegeben durch:

$$(\pm) x = \frac{\varDelta U}{\lambda} = \frac{v}{\lambda . c} \cdot U. \tag{3}$$

Diese Formel ist auch in unserem Fall anzuwenden, nur ist zu berücksichtigen, daß die Richtung der Translationsgeschwin-

Fig. 2.



digkeit v (Tangente) und des Lichtes (Polygonseite) nicht zusammenfallen, es ist also, wie sich aus Fig. 2 leicht ergibt, statt v einzusetzen:

$$v . \cos \frac{\vartheta}{2},$$

wenn ϑ den zu einer Polygonseite gehörigen Zentriwinkel bezeichnet.

Führt man diesen Wert ein, so wird die Phasendifferenz $2 . x$, die die Strahlen R und L infolge des relativen Ätherstromes gegeneinander erfahren:

$$2 . x = 2 \cdot \frac{v}{c} \cdot \frac{U}{\lambda} \cdot \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot \tag{4}$$

Schließlich kann man für die Geschwindigkeit v des relativen Ätherstromes noch den Wert 1) einsetzen mit Tourenzahl N und Kreisradius r, dann ergibt sich:

$$2 . x = \frac{4 \pi N}{c . \lambda} \cdot U \cdot r \cdot \cos \frac{\vartheta}{2} \cdot$$

Nun ist $r . \cos \frac{\vartheta}{2}$ gleich der Länge des Lotes ϱ vom Kreismittelpunkt auf die Polygonseite, ferner ist $U . \varrho$ der doppelte Flächeninhalt F des Polygons; man bekommt also als Endergebnis:

$$2 . x = \frac{8 \pi . N . F}{c . \lambda} . \qquad 5)$$

Herr SAGNAC läßt zwecks Messung den Apparat sich erst in dem einen und dann in dem anderen Sinn herumdrehen, er mißt also $4 . x$, und seine Endformel[1]) lautet demnach:

$$z = 4 . x = \frac{16 . \pi . N . F}{c . \lambda} . \qquad 6)$$

Nach dieser Formel 6) berechnet Herr SAGNAC die zu erwartende Streifenverschiebung; daß der Effekt in der Tat von der ersten Ordnung $\left(\frac{v}{c}\right)$ ist, zeigt die Gestalt 4) derselben Formel.

Wie gesagt, stimmen dann die beobachteten Werte mit den berechneten durchaus befriedigend überein.

Der Kreisdurchmesser $2 r$ beträgt dabei 50 cm; die Tourenzahl N ist von der Größenordnung 1 oder 2 Umdrehungen pro Sekunde; die Interferenzbilder werden auf photographischem Wege festgehalten; photographische Platte, Lichtquelle usw. nehmen an der Rotation teil.

5. Es fragt sich nun, ob Herrn SAGNACs Schlußfolgerung: der Effekt entscheidet die Alternative „Äther oder Relativitätsprinzip", und zwar gegen das Relativitätsprinzip und für den Äther, zwingend ist[2]).

Mir scheint die folgende Deutung möglich zu sein:

a) Daß der Effekt zustande kommt, liegt nicht an der Translationsgeschwindigkeit des Beobachtungspunktes O, sondern an der Rotationsbewegung des ganzen Systems (und damit natürlich auch des Punktes O).

---

[1]) A. a. O., S. 710 u. 1412.

[2]) Nur auf diese Alternative gehe ich im folgenden ein. Bezüglich einer anderen wichtigen Alternative, nämlich „Emissions- oder Nicht-Emissionstheorie" scheint mir der Effekt sehr wohl als Experimentum crucis herangezogen werden zu können (gegen die Emissionstheorien), er ist dann ein sehr wertvolles terrestrisches Gegenstück zu den bekannten astronomischen Beweisen.

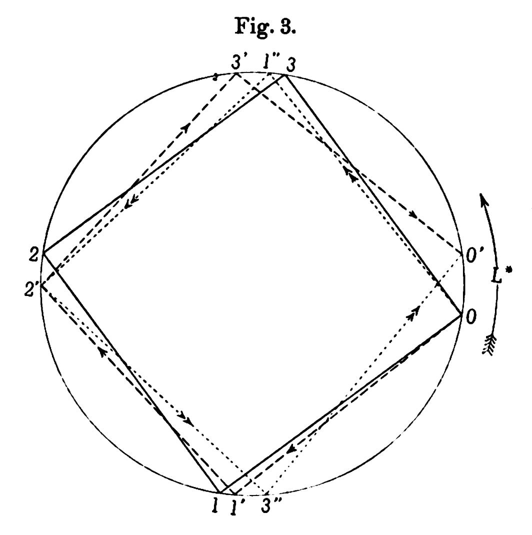
b) Weil der Effekt aber durch Rotation bedingt wird, ist er nicht nur vom Standpunkt der Äthertheorien, sondern ebensowohl auch vom Anti-Ätherstandpunkt ein notwendiges Postulat.

c) Der Effekt beweist also die Existenz des Äthers nicht.

6. Die Richtigkeit der Behauptung a) ergibt sich ohne weiteres, indem man dem ganzen System anstatt des Rotationsvorganges irgend eine geradlinig-gleichförmige Translation erteilt denkt[1]). Der Effekt bleibt dann aus.

Von dem leicht allgemein zu führenden Beweis sehe ich ab, weil mir eine Bemerkung von Herrn SAGNAC selber in einer älteren

Fig. 3.



Arbeit[2]) dafür zu sprechen scheint, daß in diesem Punkt seine Ansicht meiner Anschauung nicht widerspricht.

7. Auch bei der Behauptung b) wird eine schematisierende Andeutung genügen.

Zunächst ergibt sich leicht: Das Auftreten des Effektes ist auch dann ein notwendiges Postulat, wenn man den Vorgang bei der Rotation nicht in der Auffassung des § 4 (rotierende Scheibe, ruhend gedacht, ringsherum relativer Ätherwind), sondern vom

[1]) Z. B. diejenige (fortwährend wechselnde), welche der Punkt O allein in jedem Augenblick angenähert ausführt (Richtung Kreistangente, Geschwindigkeit das oben angegebene $v = 2\pi . N . r$).

[2]) G. SAGNAC, Congrès International de Radiologie et d'Électricité, S. 221, Brüssel 1911.

Standpunkt des vorher ruhenden Systems betrachtet (Äther „ruhend“, Scheibe dagegen rotierend).

Zur Veranschaulichung diene Fig. 3: Das Polygon sei beim Ruhevorgang ein geschlossenes Quadrat, $O\,1\,2\,3\,O$ für den Lichtstrahl R und $O\,3\,2\,1\,O$ für den Lichtstrahl L; OO' sei der Bogen $\frac{v}{c} \cdot U$, den der Punkt O während des normalen Lichtumlaufes $T = \frac{U}{c}$ beschreibt, wenn der Apparat wie oben rotiert (Pfeilrichtung L^*). Dann tritt bei dieser Auffassung für den Lichtweg R eine reale Verkürzung ein, für den Lichtweg L eine reale Verlängerung, denn die Lichtwege sind in derselben Annäherung wie oben $O\,1'\,2'\,3'\,O'$ und $O\,1''\,2'\,3''\,O'$. Rechnet man die Phasenverschiebung aus, so ergibt sich derselbe Betrag wie oben (Formel 6).

Weiterhin ergibt sich in bekannter Weise vom Standpunkt der Anti-Äthertheorie (Relativitätsprinzip) das gleiche[1]), man hat nur für Äther das Wort „ein Inertialsystem“ zu setzen.

Der Effekt muß daher auch vom Standpunkt des Relativitätsprinzips gefordert werden, und zwar ist der Grund für sein Zustandekommen, daß der Apparat relativ zu einem „Inertialsystem“ rotiert, und daß dadurch, von dem Inertialsystem betrachtet, objektive Verkürzungen bzw. Verlängerungen erster Ordnung bei den Gesamtlichtwegen eintreten.

Dieselben Folgerungen gelten dann natürlich vom Relativitätsstandpunkt aus für jedes beliebige Inertialsystem[2]).

8. Infolgedessen ist auch die Behauptung c) richtig: Der Effekt beweist die Existenz des Äthers nicht.

Der rotierende relative Ätherwind des § 4 darf vom Anti-Ätherstandpunkt aus überhaupt nicht herangezogen werden, das rotierende System ist im Sinne der Relativitätsterminologie über-

---

[1]) Es ist zu berücksichtigen, daß die jeweilige Translationsgeschwindigkeit der Spiegel in der Spiegelebene liegt. Von einem eventuellen Einfluß einer etwaigen zeitlichen Dauer des Reflexionsvorgangs selber ist dabei natürlich abgesehen (wie das auch Herr SAGNAC tut). Auch liegt meinen Folgerungen die Annahme zugrunde, daß der mehrfach umstrittene Vorgang der Rotation eines festen Systems für das Relativitätsprinzip als solcher keine Schwierigkeit einschließt.

[2]) Z. B. auch für dasjenige (fortwährend wechselnde), in welchem sich der Punkt O in jedem Augenblick gerade befindet (Richtung Kreistangente, Geschwindigkeit relativ zu dem „Ruh“-Inertialsystem das obige v).



haupt kein „berechtigtes“ System, d. h. man kann natürlich niemandem verbieten, den tatsächlich eintretenden Effekt durch einen „relativen Ätherwind“ zu illustrieren, aber das ist dann eben vom Relativitätsstandpunkt nur ein Bild, etwa wie: die Sonne geht auf.

Für die Entscheidung: Äther oder Nicht-Äther? fallen nach relativitätstheoretischer Auffassung sämtliche Rotationssysteme überhaupt aus. Die Existenz des Äthers ist bewiesen, sobald bewiesen wird: ein Inertialsystem ist vor den anderen Inertialsystemen ausgezeichnet; sobald man also beim Vergleich von Inertialsystemen untereinander einen „Effekt“ der besprochenen oder einer ähnlichen Art findet. Vor Rotationssystemen dagegen ist gerade vom Relativitätsstandpunkt aus jedes Inertialsystem ausgezeichnet, und umgekehrt; beim Vergleich von Inertial- mit Rotationssystemen oder von Rotationssystemen untereinander kann und muß man daher immer „Effekte“ erhalten.

Braunschweig, Technische Hochschule, im Januar 1914.



Eine Bemerkung zur Abhandlung des Herrn F. Kiebitz: „Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrössen"; von L. Högelsberger.

(Mitteilung aus dem physikalischen Institut der Universität Graz.)

(Eingegangen am 28. Januar 1914.)

Herr F. KIEBITZ hat in diesen Verhandlungen (**15**, 1240, 1913) eine elegante und experimentell leicht durchführbare Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen mitgeteilt. Im folgenden sei es gestattet, auf einen Umstand hinzuweisen, den Herr KIEBITZ nicht berücksichtigt hat und der in manchen Fällen auf die Genauigkeit der Messung einen merklichen Einfluß haben kann.

Herr KIEBITZ betrachtet einen Primärkreis von der Frequenz o, der mit einem Sekundärkreis von der Frequenz Null induktiv gekoppelt wird. Mißt man die Frequenz ω der entstehenden Koppelungsschwingung, so muß

$$k^2 = \frac{\omega^2 - o^2}{o^2} \qquad 1)$$

sein. Benutzt man im Meßkreis eine konstante Selbstinduktion und einen veränderlichen Kondensator und bezeichnet mit C_o die Resonanzkapazität für die Frequenz o und mit C_ω die Resonanzkapazität für die Frequenz ω, so ergibt sich auch:

$$k^2 = \frac{C_o - C_\omega}{C_o}. \qquad 2)$$

Der Einfluß der Dämpfung ist, wie Herr KIEBITZ bemerkt, sehr gering und in den meisten Fällen vollkommen zu vernachlässigen.

Nach Formel 2) sind also zur Berechnung von k^2 zwei Messungen notwendig; erstens die Bestimmung der Resonanzkapazität C_o, wenn der Primärkreis allein vorhanden ist, zweitens die Bestimmung der Resonanzkapazität C_ω, wenn der Primärkreis mit dem kurzgeschlossenen Sekundärkreis gekoppelt ist.

Herr KIEBITZ setzt an die Stelle der ersten Messung die Bestimmung der Resonanzkapazität für die Frequenz des Primär-

kreises, wenn der Sekundärkreis offen ist. Diese Resonanzkapazität sei im folgenden mit $C_{\omega'}$ bezeichnet; sie fällt im allgemeinen nicht mit C_0 zusammen, sondern ist etwas größer. Dies kommt daher, daß auch im offenen Sekundärkreis Ströme induziert werden, durch deren Rückwirkung die Wellenlänge des Primärkreises vergrößert wird. Man erhält daher durch diese Messung nicht den korrekten Wert von k^2, sondern einen zu großen:

$$k'^2 = \frac{C_{\omega'} - C_\omega}{C_{\omega'}}. \tag{3}$$

Setzt man die Differenz

$$C_{\omega'} - C_Q = \Delta, \tag{4}$$

so ist leicht zu ersehen, daß der wahre Wert des Koppelungskoeffizienten gegeben ist durch die Formel:

$$k^2 = \frac{C_{\omega'} - C_\omega - \Delta}{C_{\omega'} - \Delta}. \tag{5a}$$

Aus ihr folgt mit großer Annäherung:

$$k^2 = k'^2 - \frac{\Delta}{C_{\omega'}}. \tag{5b}$$

Für Δ ergibt sich weiter leicht die Formel:

$$\Delta = \left(\frac{\lambda_2}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{L} k'^2. \tag{6}$$

Dabei bedeutet λ_2 die Eigenwellenlänge des offenen Sekundärkreises und L die feste Selbstinduktion im Meßkreis.

Daraus ersieht man nun, daß der Unterschied zwischen der Resonanzkapazität, wenn der Sekundärkreis offen ist und wenn er überhaupt nicht vorhanden ist, um so größer wird, je größer die Eigenwellenlänge des offenen Sekundärkreises, je stärker die Koppelung und je kleiner die im Meßkreis verwendete Selbstinduktion ist. Den Einfluß von Δ auf die Größe von k^2 erkennt man aus den Formeln 5). Kombiniert man die Formeln 5) und 6), so erhält man:

$$k^2 = \frac{k'^2\left[1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{\omega'}}\right)^2\right]}{1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{\omega'}}\right)^2 k'^2}, \tag{7a}$$

bzw. die Näherungsformel:

$$k^2 = k'^2\left[1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{\omega'}}\right)^2\right]. \tag{7b}$$

Dabei wurde $2\pi\sqrt{L C_{\omega'}} = \lambda_{\omega'}$ gesetzt. Einige Messungsresultate, die am Schluß mitgeteilt werden, dürften am besten die hier herrschenden Verhältnisse charakterisieren. Vorher sei noch eine kurze Zusammenfassung des Vorausgegangenen gegeben.

Um den Koppelungskoeffizienten nach der exakten Formel 2) zu erhalten, hat man 1. die Resonanzkapazität C_0 für die Frequenz des Primärkreises zu bestimmen, wenn derselbe allein vorhanden ist, 2. die Resonanzkapazität C_ω für die Frequenz des Primärkreises, wenn er mit dem kurzgeschlossenen Sekundärkreis gekoppelt ist. Unter Umständen kann es nun vorkommen, daß die erste Messung nicht ausgeführt werden kann. Dieser Fall wird z. B. eintreten, wenn der Sekundärkreis nicht ohne weiteres entfernt werden und auch nicht in eine zum Primärkreis wirkungslose Stellung gebracht werden kann. In diesem Fall mißt man 1. die Resonanzkapazität $C_{\omega'}$ bei offenem Sekundärkreis, 2. die Resonanzkapazität C_ω, wenn derselbe kurzgeschlossen ist. Dann rechnet man sich k'^2 nach Formel 3). Kennt man nun noch die Eigenwellenlänge λ_2 des offenen Sekundärkreises, so kann man den richtigen Wert des Koppelungskoeffizienten nach einer der Formeln 7) erhalten. Läßt sich die Eigenwellenlänge des Sekundärkreises nicht ermitteln, so empfiehlt es sich, die Messung mit einer möglichst großen Wellenlänge durchzuführen, da dann der Fehler möglichst klein wird.

Versuchsergebnisse.

Bei der experimentellen Durchführung wurde die von Herrn Kiebitz als zweite Meßweise bezeichnete Anordnung benutzt. Nur trat an die Stelle des Flammenbogens ein Saiten-Unterbrecher und an die Stelle des Tickers ein aperiodischer Detektorkreis (Bleiglanz-Graphit) mit Telephon.

Beim ersten Versuch betrug die Selbstinduktion im Meßkreis $L = 91{,}12 \, . \, 10^4$ cm. Es ergaben sich die folgenden Resonanzkapazitäten:

$$C_0 = 336{,}6 \text{ cm}, \quad C_{\omega'} = 343{,}4 \text{ cm}, \quad C_\omega = 313{,}2 \text{ cm},$$

daraus berechnen sich die Werte:

$$k^2 = \frac{C_0 - C_\omega}{C_0} = \frac{23{,}4}{336{,}6} = 0{,}0695, \quad k = 0{,}264,$$

$$k'^2 = \frac{C_{\omega'} - C_\omega}{C_{\omega'}} = \frac{30{,}2}{343{,}4} = 0{,}0879, \quad k' = 0{,}297.$$

Die Eigenwellenlänge des offenen Sekundärkreises betrug 430 m. Angenommen, daß die Messung von C_0 nicht ausführbar wäre, so erhielte man aus den angeführten Daten Δ nach Formel 6) zu:

$$\Delta = 4{,}5\,\text{cm},$$

und weiter nach Formel 5):

$$k^2 = \frac{25{,}7}{338{,}9} = 0{,}0758, \quad k = 0{,}275.$$

Die Differenz zwischen dem direkt ermittelten Wert $k = 0{,}264$ und dem nach Formel 5) erhaltenen $k = 0{,}275$ fällt innerhalb der Beobachtungsfehler.

Bei einem zweiten Versuch mit derselben Spule im Primärkreis und derselben Selbstinduktion im Sekundärkreis, wobei auch die Koppelung zwischen beiden nicht geändert wurde, ergab sich nach Einschaltung eines kleineren Kondensators im Primärkreis und bei Verwendung einer Selbstinduktion von $L = 41{,}37 \,.\, 10^4$ cm im Meßkreis folgende Resonanzkapazität:

$$C_{\omega'} = 325{,}7\,\text{cm}, \quad C_\omega = 293{,}0\,\text{cm}.$$

Daraus errechnet man:

$$k'^2 = \frac{32{,}7}{325{,}7} = 0{,}1004, \quad k' = 0{,}317.$$

Da λ_2 wieder gleich 430 m war, ergibt sich $\Delta = 11{,}4$ cm und weiter:

$$k^2 = 0{,}0678, \quad k = 0{,}260;$$

ein Resultat, das mit dem beim ersten Versuch erhaltenen sehr gut übereinstimmt.

Aus dem Angeführten ersieht man also, daß die stillschweigende Voraussetzung, daß der offene Sekundärkreis auf den Primärkreis nicht merkbar einwirkt, in manchen Fällen nicht erfüllt ist und daß bei Außerachtlassung dieses Umstandes die Bestimmung des Koppelungsgrades mit einem Fehler von 10 bis 20 Proz. behaftet sein kann.

Zu der Bemerkung des Herrn L. Högelsberger;
von F. Kiebitz.

(Eingegangen am 10. Februar 1914.)

Herr Högelsberger[1]) bespricht eine Fehlerquelle, die bei einer von mir[2]) angegebenen Methode zur Messung von Koppelungsgraden störend wird, in Fällen, wo die benutzten Schwingungen nicht stark von der Eigenschwingung der frei endigenden Sekundärspule verschieden sind, und wo diese während der Messung des Primärkreises mit ihm gekoppelt bleibt.

Ich stimme mit Herrn Högelsberger in allen wesentlichen Punkten überein. Zur Ergänzung seiner Ausführungen darf ich auf ein experimentelles Mittel hinweisen, durch das sich in vielen Fällen dieser mögliche Fehler von selbst bemerkbar macht: Die Eigenschwingung der Spule (die durch den gekoppelten Primärkreis ein wenig geändert erscheint) wird in den fraglichen Fällen im Einstellbereich des Meßkreises liegen (in den Beispielen des Herrn Högelsberger z. B. bei $C = 51{,}4$ cm bzw. 113 cm). Man beobachtet darum bei der Messung des Primärkreises zwei Resonanzlagen und wird dadurch von selbst darauf aufmerksam, daß die Anordnung keine einwandfreie ist.

In den Beispielen, die ich beschrieben habe, kommt diese Fehlerquelle nicht in Frage, teils weil die Eigenschwingung der Sekundärspule sehr viel kleiner war als die benutzte Schwingung, teils weil bei der Messung des Primärkreises die Sekundärspule entfernt war.

---

[1]) L. Högelsberger, Verh. d. D. Phys. Ges. 151—154, 1914.
[2]) F. Kiebitz, ebenda 15, 1240, 1913.

Die Elektrizitätsleitung in Metallen;

von Franz Skaupy.

(Eingegangen am 3. Februar 1914.)

---

§ 1. Die Elektrizitätsleitung in flüssigem Quecksilber.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich den Versuch gemacht, aus der Leitfähigkeitsänderung, welche Quecksilber beim Zusatz geringer Mengen gewisser anderer Metalle erleidet, die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen in reinem Quecksilber zu berechnen. Die Grundlagen zu dieser Rechnung liefern uns natürlich auch die Elektronenkonzentrationen. Die Rechnung zeigt (Näheres siehe § 4), daß praktisch alles Quecksilber ionisiert ist, und zwar unter Abspaltung von je zwei Elektronen pro Atom. Dieses Resultat ist an und für sich plausibel, doch spricht noch einiges für die Richtigkeit meiner damaligen theoretischen Betrachtungen, was ich bei dieser Gelegenheit erwähnen möchte. So z. B. hat v. Wogau[2]) inzwischen die Diffusion von Metallen in Hg genauer untersucht und bei einigen und gerade denjenigen Metallen, welche meiner Rechnung zugrunde gelegt waren, einen beträchtlich größeren Diffusionskoeffizienten konstatiert, als nach seiner Theorie sich berechnete. Diese Abweichung erklärt sich leicht aus meiner Annahme, daß die gelösten Atome Elektronen abspalten, welche dann, wie dies aus der Diffusionstheorie der Elektrolyte bekannt ist, infolge ihrer größeren Beweglichkeit eine beträchtliche Erhöhung des Diffusionskoeffizienten verursachen. Interessant ist weiterhin, daß sich aus dieser Dissoziationstheorie die Reibung der Elektronen an den Quecksilberatomen berechnen und somit mit Hilfe der bekannten Formel über die Reibung einer bewegten Kugel in einer Flüssigkeit der Elektronenradius annähernd be-

---

[1]) ZS. f. phys. Chem. **58**, 560, 1907.
[2]) Ann. d. Phys. (4) **23**, 345, 1905.

rechnen läßt. Der so erhaltene Wert, bei dessen Berechnung allerdings an Stelle des unbekannten Reibungskoeffizienten der Quecksilberionen der bekannte des Quecksilbers verwendet wurde, ist zwar etwa 30 mal größer als der aus den Gleichungen für die elektromagnetische Energie des bewegten Elektrons berechnete. Bei einer Größe, welche so sehr von allen in der Physik vorkommenden Dimensionen abweicht, scheint mir dies eine genügende Annäherung zu sein, um so mehr, als der Elektronenradius in kinetischem Sinne nicht mit dem Radius der Begrenzungsfläche des elektromagnetischen Feldes übereinzustimmen braucht.

Gleichgültig nun, ob es richtig ist oder nicht, wollen wir im folgenden, wo nicht anders bemerkt, den Idealfall betrachten, daß Quecksilber vollkommen dissoziiert sei.

Ein U-förmiges Kapillarrohr sei mit Quecksilber gefüllt und erhalte an jedem Ende eine mit dem Hg in Kontakt befindliche Stromzuführung. Die Länge des Quecksilberfadens zwischen den beiden Stromzuführungen betrage l cm, der Radius der Kapillare r cm. Wird nun an die beiden Stromzuführungen eine konstante Spannung angelegt, so wird ein Strom durch das Metall fließen, der in kurzer Zeit auf seinen Maximalwert, wie er durch die Leitfähigkeit des Quecksilbers gegeben ist, anwächst. Ganz zu Anfang ist wohl eine elektrische Kraft, aber noch kein Strom vorhanden. Unter dem Einfluß dieser Kraft werden sich die Elektronen, andererseits aber auch die Quecksilberionen in Bewegung setzen, natürlich in entgegengesetzter Richtung. Auf ein Elektron wirkt außer der elektrischen Kraft noch die Reibung an den Metallionen, welche wir der jeweiligen Relativgeschwindigkeit der beiden Ionenarten gegeneinander proportional setzen wollen und ferner die Reibung an den Glaswänden. Analog wirken auf die Quecksilberionen die Reibung der Elektronen und die Reibung der Gefäßwände, erstere der Relativgeschwindigkeit beider Ionenarten gegeneinander, letztere der Absolutgeschwindigkeit der positiven Ionen proportional. Dazu kommt aber noch, da eine Bewegung der Quecksilberionen nur unter gleichzeitigem Steigen des Quecksilberniveaus auf der einen Seite der Kapillare geschehen kann, eine dieser Niveaudifferenz entsprechende Gegenkraft, welche durch $k_1'' r^2 \pi \Delta p$ dargestellt werden soll. k_1'' ist eine Konstante, Δp die Niveaudifferenz in Millimetern. Werden weiter mit v_1 die Geschwindigkeit des positiven Ions, mit v_2 die des Elektrons, mit X die elektrische

Kraft, mit k und m die verschiedenen Reibungskoeffizienten und Massen bezeichnet, so erhält man folgende Bewegungsgleichungen:

$$m_1 \frac{dv_1}{dt} = 2X - 2k_1(v_1 + v_2) - k_1' v_1 - k_1'' r^2 \pi \Delta p$$

$$m_2 \frac{dv_2}{dt} = X - k_2(v_1 + v_2) - k_2' v_2.$$

k_1 ist übrigens gleich k_2, da offenbar der Reibungswiderstand, welcher einem Grammatom Quecksilberionen durch zwei Mole Elektronen entgegengesetzt wird, ebenso groß ist, wie der diesen Elektronen von den Quecksilberionen entgegengesetzte. Ohne die Rechnung durchzuführen, erkennt man, daß beim Einschalten das Quecksilber in einem Schenkel ansteigt, aber rasch wieder fast in seine Ruhelage zurückkehrt, so daß nach kurzer Zeit $v_1 = 0$. Die Elektronengeschwindigkeit v_2 ist dann gleichzeitig die für die Reibung maßgebende Relativgeschwindigkeit der beiden Ionenarten gegeneinander. Ein vollständiger Wiederausgleich des Quecksilberniveaus findet übrigens nur dann statt, wenn die Reibung der Elektronen an den Glaswänden verschwindend ist ($k_2' = 0$), anderenfalls würde sich unter Benutzung des POISEUILLEschen Gesetzes ergeben:

$$\Delta p = \frac{8\eta l v_2}{r^2 k_1''} \text{mm},$$

wo $k_1'' = 0{,}1 . 13{,}6 . 981$ ist und η eine Art Reibungskoeffizient der Elektronen in dem Zustande, wie sie sich in Quecksilber befinden, vorstellt. Mit Hilfe genügend enger Röhren und genügend hoher Stromdichten wird es vielleicht möglich sein, einen solchen Effekt nachzuweisen und einen solchen „Reibungskoeffizienten" zu bestimmen. Übrigens läßt er sich auch aus der Reibung der Quecksilberionen an den Elektronen berechnen, wenn man den Radius der ersteren kennt.

Erweitern wir nun unsere Betrachtungen auf den Fall, daß auch neutrale Quecksilberatome und -moleküle vorhanden sind. Dieselben werden offenbar, da sie im Gegensatz zu den Quecksilberionen nicht durch elektrische Kräfte festgehalten werden, von den Elektronen mitgerissen werden, wodurch eine Konzentrationsverschiebung zustande käme, wenn nicht das gestörte Gleichgewicht durch Dissoziation in dem einen Teil und durch Wiedervereinigung in dem anderen Teil sich wieder herstellte. Die

Folge dieser Vorgänge muß aber, da die Dissoziationswärme im allgemeinen von Null verschieden sein wird, ein Wärmetransport sein, der ein Temperaturgefälle längs der Quecksilbersäule bewirkt. Die Messung desselben könnte leicht Aufschluß über die Ionisationswärme oder die Zahl der neutralen Moleküle usw. geben. Man sieht auch, daß in diesem Fall, ohne daß äußerlich eine Bewegung von Quecksilber wahrnehmbar ist, dennoch ein gewisser Bruchteil des Stromes von den positiven Ionen transportiert wird, und zwar um so mehr, je mehr neutrale Moleküle vorhanden sind. Man nähert sich den Erscheinungen der Elektrolyse, indem das unelektrische Quecksilber die Rolle des Lösungsmittels für das dissoziierte übernimmt. Ganz undenkbar wäre es übrigens nicht, besonders bei niedriger Temperatur und genügend starken Strömen, daß infolge zu geringer Dissoziations- bzw. Assoziationsgeschwindigkeit sich an den Enden des Leiters Quecksilberarten von verschiedenen Eigenschaften ansammelten, welche sich vom normalen nur durch das Verhältnis der dissoziierten zu den neutralen Molekülen unterschieden.

§ 2. Flüssige Amalgame.

Auf Grund des Vorhergehenden läßt sich nun auch erschließen, wie sich flüssige Amalgame verhalten werden. Es sollen verdünnte Amalgame betrachtet werden unter Beibehaltung der vereinfachenden Annahme, daß das Quecksilber vollständig dissoziiert ist. Bezüglich der Atome des gelösten Stoffes sollen zwei Möglichkeiten diskutiert werden.

1. Die gelösten Atome sind nicht dissoziiert, also unelektrisch, oder bilden mit Quecksilberatomen eine unelektrische Verbindung. Dieselben werden dann offenbar bei Stromdurchgang durch den Elektronenstrom mitgerissen und zur Anode geführt werden. Aber diese Wanderung kann nicht unbeschränkt stattfinden, wenn wir den Fall der Abscheidung des gelösten Stoffes auf dem Wege zur Anode vorläufig ausschließen, da ja bei metallischen Leitern eine Abscheidung von Material mit dem Stromdurchgang nicht notwendig verknüpft ist. Es wird sich bald ein so großer osmotischer Gegendruck ausbilden, daß die Wanderung zum Stillstand kommt und der weitere Stromdurchgang nur den Effekt hat, das erzeugte Konzentrationsgefälle unverändert zu erhalten. Es sei die Reibung eines Moles der unelektrischen Moleküle an den

Elektronen bei der Geschwindigkeit 1 der letzteren durch K ausgedrückt, dann ist sie bei der Geschwindigkeit v_2 durch Kv_2 gegegeben. In dem Volumelement $r^2\pi dx$ in der Entfernung x von dem einen Ende der zylindrisch gedachten Amalgammasse hat die Konzentration bei gegebener Stromdichte nach eingetretenem Gleichgewicht den Wert c, am Anfang der Röhre ($x = 0$) den Wert c_0, am Ende derselben ($x = l$) den Wert c_l, der vor Stromdurchgang überall gleiche Wert sei c_a gewesen. Dann wird:

$$Kv_2 c r^2 \pi dx = r^2 \pi dP = r^2 \pi RT dc,$$

wenn P den osmotischen Druck an der Stelle x bedeutet. Daraus folgt aber:

$$c = c_0 e^{mx} \quad \text{und} \quad \frac{c_l}{c_0} = e^{ml},$$

$$\text{wo } m = \frac{Kv_2}{RT}, \quad \text{ferner } \frac{c_a}{c_0} = \frac{l}{m}(e^{ml} - 1),$$

da ja die gesamte Substanzmenge vor und nach dem elektroosmotischen Vorgang dieselbe sein wird. Man sieht aus diesen Formeln, daß das Verhältnis der Konzentrationen, die sich nach Einstellung des Gleichgewichtes an den Enden des Leiters ausbilden, bei gegebenem metallischen Lösungsmittel außerordentlich von der Länge des flüssigen Leiters und von der Geschwindigkeit der Elektronen, somit der Stromdichte abhängt. Man kann bei gegebener Stromdichte durch Vergrößerung der Länge des Leiters theoretisch jedes gewünschte Konzentrationsverhältnis erreichen, was dann wichtig ist, wenn man mit Rücksicht auf die Joulesche Wärme die Stromdichte nicht genügend steigern kann. Wir können versuchen, die Größe m für einen angenommenen Spannungsabfall, z. B. 1 Volt pro Zentimeter, zu berechnen. Aus diesem Gefälle berechnet sich für vollständig dissoziiertes Quecksilber $v_2 = 0{,}8$ cm/sec. Von der Reibung der gelösten Substanz an den Elektronen wird man annehmen können, daß sie von derselben Größenordnung bzw. ziemlich nahe gleich der der Quecksilberionen ist. Der Reibungswiderstand K_1 eines Grammoles Quecksilberionen an den Elektronen läßt sich aber leicht berechnen. $K_1 v_2$ muß nämlich gleich der auf 1 Grammion Quecksilber wirkenden elektrischen Kraft sein, daher

$$0{,}8\, K_1 = 10^7 \,.\, 2 \,.\, 96\,600 \text{ abs. Einh.}$$
$$K_1 = 241 \,.\, 10^{10} \text{ abs. Einh.}$$

Setzen wir nun $K = \alpha K_1 = \alpha . 241 . 10^{10}$ abs. Einh., so ergibt sich, wenn α in erster Annäherung $= 1$ gesetzt wird:

$$m = \frac{\alpha K_1 v_2}{R T} = 80 \, \mathrm{cm}^{-1}$$

bei Zimmertemperatur, woraus sich bereits ein außerordentlich hoher Wert des Konzentrationsverhältnisses ergäbe (für z. B. $l = 1$ cm).

Bei den Versuchen von Kinsky[1]) mit Baryumamalgam waren die Bedingungen für das Auftreten meßbarer Konzentrationsänderungen gerade noch vorhanden, jedoch die den angewendeten Stromdichten entsprechenden Wanderungsgeschwindigkeiten (siehe weiter unten § 3) offenbar zu klein, so daß ihre Wirkung durch die Konvektion in der langen Versuchszeit rückgängig gemacht wurde. Leider fehlen genaue Angaben über Stromdichte und Dimensionen der Versuchsgefäße. Dagegen beschreibt Kinsky in seiner Dissertation, S. 35, einen Vorversuch mit Natriumamalgam: „Die stromdurchflossenen Gefäße zeigen höhere Abweichung und merkwürdigerweise alle an der Anode stets eine höhere Konzentration als an der Kathode.“ Diese Beobachtung möchte ich im Gegensatz zu Kinsky nicht durch Versuchsfehler erklären, sie ergibt sich vielmehr als Konsequenz der Entwickelungen dieses Paragraphen (vgl. auch dessen noch folgenden Teil). Ob nämlich das Natrium als einwertiges Ion oder, was viel wahrscheinlicher, als unelektrische Molekel im Quecksilber gelöst ist, es muß durch den Elektronenstrom zur Anode geführt werden. Vielleicht erklärt sich der Unterschied zwischen Baryum- und Natriumamalgam dadurch, daß in letzterem viel größere Molekeln (z. B. Kolloidmoleküle) vorhanden sind, welche eine dementsprechend größere Elektronenreibung erfahren. Es soll auch darauf hingewiesen werden, daß die Reibung, welche unelektrische Atome durch die Elektronen erfahren, möglicherweise nicht, wie oben angenommen, der Reibung, welche gleich große Ionen, ja sogar die desselben Stoffes erfahren, gleich, sondern beträchtlich kleiner ist, daß also die Anziehung der entgegengesetzten Ladungen die Reibung vergrößert. Dies würde den Nachweis von Konzentrationsveränderungen natürlich noch mehr erschweren.

---

[1]) Dissertation 1908 und ZS. f. Elektrochem. 14, 406, 1908.

2. Die Atome des gelösten Stoffes dissoziieren in Quecksilber unter Abspaltung von je zwei Elektronen. Das freie positive Ion wird nur dann durch die Reibung der wandernden Elektronen keine Bewegung innerhalb des Quecksilbers erfahren, wenn diese Reibung ebenso groß ist wie für die Quecksilberionen, da ja auch die auf die gelösten Ionen wirkende Kraft dieselbe ist wie bei den Quecksilberionen. (Waren die gelösten Ionen einwertig, so werden sie, da nur die halbe elektrische Kraft auf sie wirkt, von den Elektronen gegen die Anode getrieben werden, ähnlich wie die unelektrischen Moleküle.) Im allgemeinen aber wird die Reibung an den Elektronen für die gelösten Ionen nicht der der Quecksilberionen gleich sein, wenn auch wohl meistens nicht sehr davon verschieden. Je nachdem nun die Reibung kleiner oder größer ist als die der Quecksilberionen, werden die gelösten Ionen zur Kathode oder zur Anode wandern. Die Reibung der gelösten Ionen sei βK_1 (K_1 siehe oben). Ähnlich wie oben erhält man dann die Formeln:

$$c = c_0 e^{mx},$$

wo

$$m = \frac{K_1 (1 - \beta) v_2}{RT} = \frac{K v_2}{RT}.$$

$K = K_1 (1 - \beta)$ könnte man den scheinbaren Reibungswiderstand der betreffenden Ionen nennen. Aus diesen Formeln ersieht man, daß die Konzentrationsunterschiede, welche durch elektrische Ströme in Lösungen von diesem Typus hervorgerufen werden, im allgemeinen kleiner sein werden, als bei gelösten unelektrischen Molekülen. Für $\beta = 1$ verschwinden sie sogar vollkommen.

§ 3. Der Diffusionsvorgang.

Der allgemeine zeitliche Verlauf eines Diffusionsvorganges unter der Wirkung eines elektrischen Stromes soll nicht beschrieben werden, dagegen ein besonders wichtiger und durchsichtiger Spezialfall. Es seien bestimmte, für die Dauer des Vorganges unveränderliche Werte der Konzentrationen einer unelektrischen Molekelart an den Enden des Leiters dadurch festgelegt, daß an dem einen Ende infolge von Übersättigung eine Abscheidung des gelösten Stoffes eintritt, an dem anderen Ende ein sehr großes Reservoir mit verdünntem Amalgam an den Leiter angeschlossen ist. Dann ist also c_l sowohl wie c_0 konstant und gegeben. Nach

eingetretenem stationären Zustande wird offenbar durch jeden Querschnitt dieselbe Menge des gelösten Stoffes durchwandern, was die Bedingung $vc = \text{konst} = k$ ergibt. v ist die Wanderungsgeschwindigkeit des gelösten Stoffes im stationären Zustande. Auf den gelösten Stoff wirkt die Reibung der Elektronen in der einen Richtung, der Reibungswiderstand der Quecksilberionen und der osmotische Druck in der entgegengesetzten Richtung. Man erhält:

$$K(v_2 - v)\,c\,dx = Q_{\mathrm{Hg}^{\cdot\cdot}}\,v\,c\,dx + RT\,dc.$$

Wenn man bedenkt, daß die Reibung $Q_{\mathrm{Hg}^{\cdot\cdot}}\,v$ an den Quecksilberionen und die Reibung Kv sich als Reibung Qv an Quecksilber kurzweg zusammenfassen lassen, so erhält man:

$$cKv_2\,dx = Qk\,dx + RT\,dc$$

oder

$$\frac{c - \frac{k'}{v_2}}{c_2 - \frac{k'}{v_2}} = e^{mx},$$

wo

$$k' = \frac{Qk}{K} \quad \text{und} \quad m = \frac{Kv_2}{RT}.$$

k' ist mit Hilfe von c_l und l zu berechnen. Die Gleichung umfaßt übrigens auch den Fall, daß infolge zu geringer Stromdichte die Wanderung des gelösten Stoffes im Sinne eines Konzentrationsausgleiches stattfindet. Es ist nämlich die Geschwindigkeit:

$$v = \frac{k}{c} = \frac{k'K}{Qc} = \frac{K}{Qc} \cdot \frac{(c_l - c_0 e^{ml})\,v_2}{1 - e^{ml}}$$

und wird daher negativ, sobald $\frac{c_l}{c_0} > e^{ml}$. Aus dem gegebenen Verhältnis $\frac{c_l}{c_0}$ läßt sich also der Minimalwert von v_2 und somit die Stromdichte berechnen, welche gerade noch eine Zerlegung der metallischen Lösung gestattet, natürlich bei gegebenem l_l. Wird l entsprechend groß gewählt, so kann v_2 entsprechend klein genommen werden. Allerdings wird dann das Eintreten des stationären Zustandes länger auf sich warten lassen. Um einen Begriff zu geben von den Geschwindigkeiten, welche unelektrische Moleküle unter dem Einfluß der Elektronenreibung in Quecksilber annehmen können, soll für das Spannungsgefälle 1 Volt/cm die

Maximalgeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit bei Abwesenheit osmotischer Gegenkräfte berechnet werden unter der Annahme, daß die unelektrischen Moleküle dieselbe Elektronenreibung erfahren wie Quecksilberionen, was ja der Größenordnung nach wohl zutrifft. Sie ergibt sich zu

$$v = \frac{K}{Q} v_2 = \text{etwa } 10^{-3} \text{cm/sec},$$

wobei für Q ein mittlerer Wert für den Reibungswiderstand gelöster Moleküle in Quecksilber aus v. WOGAUs Abhandlung entnommen ist.

Aus den Erörterungen zu § 2 ist ersichtlich, daß für vollständig dissoziierte Lösungsmittel die Geschwindigkeit, welche der gelöste Stoff erreicht, wenn er selbst dissoziiert ist, noch weit hinter der eben berechneten Geschwindigkeit für unelektrisch gelöste Moleküle zurückbleibt, da β von 1 selten stark abweichen wird, vorausgesetzt, daß die Wertigkeit der gelösten Ionen der Wertigkeit der Ionen des Lösungsmittels gleich ist. Ist sie aber größer, so wird der Stoff zur Kathode wandern mit einer Geschwindigkeit, welche der für unelektrische Moleküle berechneten nahe kommt. Es fragt sich nun, wie man in metallischen Lösungen größere Diffusionsgeschwindigkeiten unter dem Einfluß des elektrischen Stromes erreichen kann. Offenbar nur dadurch, daß man zu Lösungsmitteln übergeht, welche wenig dissoziiert sind. Unter den reinen Metallen gibt es solche kaum, wohl aber lassen sich sicher flüssige Legierungen, insbesondere mit einem Gehalt an Nichtmetallen finden, welche genügend wenig leiten und nur zu geringem Teil dissoziiert sind. In diesen Mischungen werden dann sowohl die positiven Ionen des Lösungsmittels, als auch die des gelösten Stoffes nach der Kathode wandern, und man könnte eventuell durch Wahl der Konzentrationsverhältnisse den gelösten Stoff allein sich an der Kathode abscheiden lassen. Man nähert sich damit den Verhältnissen bei der Elektrolyse, nur daß keine unbedingte Notwendigkeit besteht, daß das zur Kathode gewanderte Kation sich auch auf der eingetauchten Kathode abscheidet. Es kann sich auch in deren Umgebung abscheiden. Der einzige Fall, wo auch bei vollständig dissoziiertem Lösungsmittel größere Wanderungsgeschwindigkeiten des gelösten Stoffes möglich sind, wäre dann gegeben, wenn der gelöste Stoff negative Molionen zu

liefern vermag. Diese würden dann unter der vereinigten Wirkung der Elektronenreibung und der auf sie wirkenden elektrischen Kraft zur Anode geführt werden.

§ 4. Die Dissoziation des flüssigen Quecksilbers.

Die Grundannahme, daß Quecksilber vollständig dissoziiert sei, läßt sich aus den Daten meiner früheren Arbeit wie folgt erschließen: Wenn in 100 g Quecksilber $x$mal 96 600 Coulomb Elektronen vorhanden sind und die Leitfähigkeit 1 ergeben, werden in einem äußerst verdünnten Amalgam von der Konzentration c Äquivalente auf 100 g Quecksilber $(x + \gamma c)$ 96 600 Coulomb freie Elektronen existieren bei der Leitfähigkeit $1 + \delta$. γ ist der Dissoziationsgrad für die Dissoziation der gelösten einatomigen Moleküle nach dem Schema $M = M^{\cdot} + \varepsilon$, welcher infolge annähernder Konstanz der Elektronenkonzentration von der Konzentration des Amalgams unabhängig ist. Man erhält daher:

$$\frac{1 + \delta}{1} = \frac{x + \gamma c}{x} \quad \text{oder} \quad x = \frac{\gamma c}{\delta},$$

was nur für äußerst verdünnte Amalgame gilt, weil sonst die Doppelatome nicht ganz in einfache Atome zerfallen sind. Man muß also genauer schreiben:

$$x = \frac{\gamma}{\lim \frac{\delta}{c}} = \frac{\gamma}{\lambda_\infty} = \frac{k_1}{\lambda_\infty (1 + k_1)}.$$

Die Gleichgewichtskonstante k_1 war für einwertige Metalle in meiner früheren Arbeit als groß gegen 1 angenommen worden. Daher $x = \frac{1}{\lambda_\infty}$. Setzt man für λ_∞ den Wert für Silber ein, so ergibt sich $x = 1$. Zu rechtfertigen wäre allerdings die für k_1 gemachte Annahme. Diese Rechtfertigung ergibt sich aus der Konstatierung v. Wogaus, daß z. B. für Zinkamalgam der Diffusionskoeffizient, wie für einen ternären, weitgehend dissoziierten Elektrolyten, dessen Anionen sehr schnell wandern, zu erwarten, etwa dreimal so groß ist, als für nicht dissoziierte Zinkatome sich berechnet. Was nun für Zink mit seinem $\lambda_\infty = 0{,}85$ gilt, muß für Silber mit seinem noch größeren $\lambda_\infty = 1$ noch besser zutreffen. $x = 1$ heißt aber, daß in 200 g Quecksilber zweimal 96 600 Coulomb Elektronen vorhanden sind, was vollständiger Dissoziation gleichkommt.

§ 5. Feste Metalle.

Bis zu einem gewissen Grade lassen sich die vorhergehenden Erwägungen auch auf feste Metalle übertragen, obwohl hier höchstens ein geringer Teil der Atome frei beweglich sein dürfte. Es ist wohl klar, daß eine Konzentrationsänderung bei Stromdurchgang in festen metallischen Lösungen nur dann zu erwarten ist, wenn ein Bestandteil in dem anderen zu diffundieren vermag, wie dies bei einigen Metallen bei höheren Temperaturen nachgewiesen ist. Aus diesem Grunde konnten die Versuche von RIECKE[1]) und KINSKY[2]) mit aneinandergepreßten Metallstücken zu keinem Ziele führen, zumal die angewendeten Stromdichten viel zu klein waren und daher da nicht genügen konnten, wo viel größere osmotische Kräfte keine Diffusion hervorzurufen imstande waren. In allen Fällen, wo der Reibungswiderstand genügend klein ist, um eine merkliche Diffusion zuzulassen, verspricht das Studium der Konzentrationsänderungen bei Stromdurchgang wertvollen Aufschluß über den Vorgang der elektrischen Leitung zu liefern. Vermag doch nach den vorigen Paragraphen schon die Wanderungsrichtung gewisse Anhaltspunkte zu geben über die eventuelle Dissoziation und Wertigkeit der gelösten Atome bzw. Moleküle.

§ 6. Konstitution verdünnter Amalgame.

Für die in meiner früheren Arbeit betrachteten Amalgame läßt sich unter Benutzung der dort gegebenen Tabellen die Konstitution berechnen. Die Betrachtungen des § 4 dieser Arbeit zeigen nämlich, daß der Wert $\lambda_\infty = 1$, der für Silber gilt, der höchste ist, den λ_∞ überhaupt annehmen kann, d. h. für Silber ist $\gamma = 1$. Dann ist aber auch für die anderen Metalle ihr γ durch ihr λ_∞ gegeben, also für Zink z. B. $\gamma = 0{,}85$. Da außerdem der Dissoziationsgrad α des Zerfalles der Doppelatome nach dem Schema $M_2 \rightleftarrows 2\,M$ durch $\frac{\lambda}{\lambda_\infty}$ gegeben ist, kann man berechnen, wieviel Prozente des gelösten Metalles als Doppel-, Einzelatome, Ionen vorhanden sind.

---

1) Phys. ZS. 2, 639, 1901.
2) ZS. f. Elektrochem. 14, 406, 1908.

§ 7. Zusammenfassung.

Es wird unter gewissen Annahmen, die näher begründet werden, der Mechanismus der Stromleitung in Quecksilber und dessen flüssigen Legierungen und anderen Metallen rechnerisch behandelt und die Notwendigkeit erschlossen, daß trotz des bisherigen scheinbar negativen Beobachtungsmateriales auch bei metallischen Leitern Materialtransporte stattfinden müssen. Die Größe der unter gegebenen Bedingungen zu erwartenden Konzentrationsänderungen und Wanderungsgeschwindigkeiten wird durch Formeln dargestellt und für Amalgame annähernd berechnet. Es wird auch gezeigt, warum die bisherigen Versuche, solche Konzentrationsänderungen festzustellen, kein Resultat haben konnten bzw. falsch gedeutet wurden. Endlich wird erörtert, in welcher Richtung günstigere Bedingungen für das Zustandekommen dieser Konzentrationsänderungen zu suchen seien. Eine der wichtigsten Maßnahmen dürfte sein, bei genügend großen Stromdichten die Konvektion zu verhindern, etwa durch Einlagerung indifferenter Teilchen, wie nichtleitender Pulver, Glaswolle usw. bis zur breiigen Konsistenz.

Berlin, den 1. Februar 1914.

Nochmals die Symmetrieverhältnisse im elektromagnetischen Felde; Erwiderung[1] *auf eine Notiz von Herrn E. Gehrcke; von Hans Witte.*

(Eingegangen am 19. Januar 1914.)

Herrn GEHRCKES[2] Ansicht, daß die MAXWELLschen Feldgleichungen möglicherweise nicht exakt richtig sein könnten, teile ich; einen solchen Vorbehalt muß man wohl bei jeder physikalischen Theorie machen.

Jedoch scheint mir, daß die von Herrn GEHRCKE in seinem letzten Artikel[2] begonnene Erörterung etwaiger weiterer Gründe für eventuelle Fortbildungsmöglichkeiten der MAXWELL schen Theorie über den Rahmen der von Herrn GEHRCKE und mir geführten Diskussion hinausgeht.

In der Diskussion handelte es sich um die ganz bestimmte Einzelbehauptung[3]: die bisher angenommenen (MAXWELLschen) Symmetrieverhältnisse im elektromagnetischen Felde enthielten einen bestimmten logischen Widerspruch, und man müßte deshalb die Theorie des elektromagnetischen Feldes notwendigerweise in dieser Richtung „vervollkommnen".

Ich glaube in meinen Darlegungen[4] bewiesen zu haben, daß die Symmetrieverhältnisse im MAXWELLschen elektromagnetischen Felde diesen Widerspruch nicht enthalten; daß also eine zwingende Notwendigkeit, die Theorie in dieser Richtung weiterzubilden, aus jener logischen Zergliederung der Grundbegriffe nicht hergeleitet werden kann.

Wenn Herr GEHRCKE, wie es nach seinen allgemein gehaltenen Bemerkungen[2] scheint, meinen Beweis für anfechtbar hält, so würde es meines Erachtens für die Klärung im einen oder anderen Sinne erwünscht sein, daß Herr GEHRCKE die von ihm etwa bezweifelten Punkte im einzelnen bezeichnet.

Braunschweig, Technische Hochschule, im Januar 1914.

---

[1] Wegen längerer Erkrankung verspätet.
[2] E. GEHRCKE, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 945, 1912.
[3] Derselbe, ebenda, S. 379, 1912.
[4] H. WITTE, ebenda, S. 581 u. 814, 1912.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

16. Jahrg. **28. Februar 1914.** **Nr. 4.**

Sitzung vom 20. Februar 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **W. Meissner** berichtet

über die thermische und elektrische Leitfähigkeit des Kupfers zwischen 20 und 373° abs.

Weiter sprechen Hr. **Albert Wigand** über

Messungen der elektrischen Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre bis 9000 m Höhe

und Hr. **E. Everling** über

Messungen des elektrischen Spannungsgefälles in der freien Atmosphäre bis 9000 m Höhe.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

F. Kiebitz: Zu der Bemerkung des Hrn. L. HÖGELSBERGER.

K. Fredenhagen: Thermische Elektronenemission und lichtelektrischer Effekt des Kaliums.

F. F. Martens: Über Vorgänge in Schwingungskreisen. II. Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier gekoppelter Kreise bei kleinen Dämpfungen und mittlerer Koppelung.



Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Prof. Dr. J. Laub, Buenos-Aires, Bogotá 3155.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. Pohl.)

AEF.
Ausschufs für Einheiten und Formelgröfsen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt die nachfolgenden Entwürfe: XIII. Gewicht. — XIV. Dichte. — XV. Formelzeichen des AEF, Liste C. — XVI. Energieeinheit der Wärme gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzung zur Beratung und lädt die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Mitte Januar 1915 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine sich zu dem Entwurf äußern. Es wird gebeten, von Äußerungen in Zeitschriften dem AEF stets wenigstens einen Abdruck zu senden.

Berlin, Januar 1914. Strecker.

Entwurf XIII. Gewicht.

Der Ausdruck „Gewicht“ bezeichnet eine Größe gleicher Natur wie eine Kraft; das Gewicht eines Körpers ist das Produkt seiner Masse in die Beschleunigung der Schwere.

Erläuterungen
von Eugen Meyer und Friedrich Auerbach.

Die Frage nach der Definition des Wortes Gewicht hat mit derjenigen, ob das absolute oder das technische Maßsystem zur Anwendung empfohlen werden soll, nichts zu tun; denn ob man das eine oder das andere Maßsystem benutzt, so bliebe es an sich doch immer noch frei, mit dem Wort Gewicht eine Masse oder eine Kraft zu bezeichnen. In der alten Maß- und Gewichtsordnung (Reichsgesetz von 1893) wurden offenbar die Worte „Masse“ und „Gewicht“ als Synonyme behandelt, indem gesagt

wurde: „Das Kilogramm ist die Einheit des Gewichtes. Es wird dargestellt durch die Masse desjenigen Gewichtsstückes, welches usw.“ [1]).

Dieser Sprachgebrauch steht aber im völligen Gegensatz zu der Übung der Physiker. Nicht bloß die alten Lehrbücher, sondern auch die neueren Lehrbücher von KOHLRAUSCH, VOIGT, RIECKE, MÜLLER-POUILLET, LORENTZ, WIEDEMANN, EBERT u. a., die nach dem Erlaß des erwähnten Reichsgesetzes erschienen sind, definieren das Gewicht eines Körpers stets als eine Kraft, nämlich diejenige, mit der der Körper von der Erde angezogen wird. Ja viele benutzen das Wort „Gewicht“ geradezu zur ausdrücklichen Unterscheidung von Masse, um das technische Maßsystem vom absoluten zu unterscheiden, und zwar in den Zusammensetzungen: „Massenkilogramm“ und „Gewichtskilogramm“.

Es wäre nun durchaus unberechtigt, ein Wort, das seit Jahrhunderten in der Physik die Bedeutung einer Kraft im Gegensatz zu Masse hat, in der Bedeutung Masse zu gebrauchen. Ein solcher Gebrauch erscheint aber auch als äußerst unpraktisch, denn für „Masse“ hat man schon ein gutes einwandfreies Wort, nämlich „Masse“ selbst, so daß man ein zweites Wort dafür nicht braucht. Für Gewicht dagegen in dem Sinne, wie es jetzt und seit altersher von den Physikern gebraucht wird, nämlich als die von der Schwere an einem Körper hervorgerufene Kraft, besitzt man kein zweites Wort, da „Schwere“, „Schwerkraft“ nach dem allgemeinen Sprachgebrauch in der Physik etwas anderes bedeuten, als Gewicht, nämlich die Ursache des Gewichtes. Man setze nur in die doch von jedem Physiker gebrauchten Ausdrücke: „Beschleunigung der Erdschwere“ und „Schwerkraft an irgend einem Ort der Erde“ an Stelle von „Schwere“ und „Schwerkraft“ das Wort „Gewicht“ ein, um zu sehen, wie unzulässig es ist, für Gewicht in dem bisher in der Physik üblichen Sinne die Worte „Schwere“ oder „Schwerkraft“ zu setzen. Das wäre ebenso fehlerhaft, wie etwa die Verwechselung von „Temperatur“ und „Wärme“.

---

[1]) In der neuen Maß- und Gewichtsordnung (Reichsgesetz von 1908) ist der Satz „Das Kilogramm ist die Einheit des Gewichtes“ weggelassen; es heißt nur noch „Das Kilogramm ist die Masse des internationalen Kilogrammprototyps“.

Die Wirkung der Wage beruht auf dem Gleichgewicht von Kräften. Bei feineren Wägungen oder bei sperrigen Körpern ist daher die Auftriebskraft der Luft bei der Wägung mit zu berücksichtigen. Für viele, insbesondere praktische Zwecke, dient die Wage zur Messung von Kräften (so z. B. bei der Wägung von Gütern bei Post und Eisenbahn in Hinsicht auf die Tragkraft von Post- und Eisenbahnwagen, Brücken usw.). Noch häufiger, insbesondere für wissenschaftliche Zwecke, wird allerdings die Wage zur Messung von Massen benutzt, wobei aber Masse und Gewicht an demselben Ort der Erde in einem konstanten Verhältnis stehen, so daß auch die Gewichtsmessung zum Ziele führt. Derjenige, welcher die Wage hauptsächlich zur Massenermittelung benutzt, mag von Massensätzen statt von Gewichtssätzen sprechen, oder es mag der Chemiker die Bezeichnung „Atommasse" der Bezeichnung „Atomgewicht" vorziehen (für Atommasse und Atomgewicht bekommt man die gleiche unbenannte Verhältniszahl). Jedenfalls wäre es aber unzulässig, dem Wort „Gewicht", das bisher in der Physik eindeutig als das Produkt aus der Masse und der Beschleunigung der Schwere an einem Ort bezeichnet wird und hierfür völlig unentbehrlich ist, eine andere Bedeutung zu geben.

Die hier vorgetragene Auffassung steht in Übereinstimmung mit der Erklärung, die die dritte Generalversammlung für Maße und Gewichte in ihrer Sitzung vom 22. Oktober 1901 zu Paris einstimmig angenommen hat (vgl. MÜLLER-POUILLET, Lehrbuch der Physik, I. Bd., 10. Aufl. 1906, S. 97). Der AEF hat sich in der obigen Festsetzung dieser Erklärung in wortgetreuer Übersetzung angeschlossen.

Entwurf XIV. Dichte.

1. Massendichte (spezifische Masse) ist der Quotient der Masse eines Körpers durch sein Volumen.

2. Gewichtsdichte (spezifisches Gewicht) ist der Quotient des Gewichtes eines Körpers durch sein Volumen.

3. Dichtezahl (Dichteverhältnis) ist das Verhältnis der Massendichte oder der Gewichtsdichte eines Körpers zu der Massendichte oder der Gewichtsdichte eines Vergleichskörpers. Wenn keine besonderen Gründe dagegen sprechen, ist für feste



und flüssige Körper als Vergleichskörper Wasser von 4° C zu wählen.

4. Massenräumigkeit (spezifisches Massenvolumen) ist der Quotient des Volumens eines Körpers durch seine Masse.

5. Gewichtsräumigkeit (spezifisches Gewichtsvolumen) ist der Quotient des Volumens eines Körpers durch sein Gewicht.

Erläuterungen

von Eugen Meyer und Friedrich Auerbach.

Wird die Masse eines Körpers mit m, sein Volumen mit V, Masse und Volumen eines Vergleichskörpers mit m_0, V_0 und die Beschleunigung der Schwere mit g bezeichnet, so werden die fünf festgelegten Begriffe durch folgende Formeln dargestellt:

1. $\frac{m}{V}$.

2. $\frac{mg}{V}$.

3. $\frac{m}{V}:\frac{m_0}{V_0} = \frac{mg}{V}:\frac{m_0 g}{V_0}$.

4. $\frac{V}{m}$.

5. $\frac{V}{mg}$.

Wenn auch einige Physiker strenge und folgerichtige Unterschiede in der Benennung der Begriffe 1 bis 3 gemacht haben, so finden sich in der Literatur doch bisher vielfach Unklarheiten und Unstimmigkeiten in deren Benennung. So wird z. B. die Bezeichnung Dichte für jeden der Begriffe 1, 2 oder 3, die Bezeichnung spezifisches Gewicht für den Begriff 2 oder 3 angewandt; ja in einzelnen namhaften Lehrbüchern werden sogar gleichzeitig und unterschiedslos die Begriffe 1 bis 3 mit Dichte, oder die Begriffe 2 und 3 mit spezifisches Gewicht bezeichnet, obgleich sich 1 und 2 in der Dimension unterscheiden, und der Begriff 3 eine unbenannte Zahl darstellt. Demgegenüber sind die obigen Vorschläge zum Zweck einer einheitlichen und folgerichtigen Bezeichnung der Begriffe gemacht worden.

Es empfiehlt sich aber auch für die reziproken Werte der Quotienten 1 und 2, die bisher unterschiedslos als „spezifisches

Volumen" oder auch nach OSTWALD als „Räumigkeit" bezeichneten Begriffe 4 und 5, eine schärfere Unterscheidung einzuführen.

Für die Begriffe 1 und 2 könnte man auch an die Bezeichnungen Raummasse (Volumenmasse), Raumgewicht (Volumengewicht), für die Begriffe 4 und 5 an Massenvolumen, Gewichtsvolumen denken; doch erscheinen die oben vorgeschlagenen besser.

Für viele Zwecke würde es genügen, für die Begriffe 1 und 2 einheitliche Benennungen einzuführen, so z. B. in der mathematischen Physik und der Mechanik, wo in der Regel die Massendichte oder die Gewichtsdichte, also eine benannte Zahl, in die Formeln einzusetzen ist. In der Chemie ist aber der dritte Begriff, die unbenannte Verhältniszahl, unentbehrlich. Die an vielen Tausenden von chemischen Stoffen und Lösungen ausgeführten Dichtebestimmungen sind zum größten Teil als Verhältniszahlen angegeben, wobei als Vergleichsstoff durchaus nicht immer Wasser von 4° gewählt ist. Vielmehr wird für feste und flüssige Stoffe daneben Wasser von 0°, von 15°, von $17^1/_2{}^0$ usw., häufig „Wasser von der Versuchstemperatur" als Vergleichsstoff benutzt. Die Dichtezahlen von Dämpfen und Gasen werden auf Normalgase von gleicher Temperatur und gleichem Druck bezogen, und zwar entweder auf Luft, oder auf Wasserstoff, oder auf ein ideales Gas, das genau den 32. Teil der Dichte von Sauerstoff besitzt. Alle diese Bestimmungen würden in der Luft schweben, wenn der Begriff 3 (unbenannte Verhältniszahl) künftig wegfiele. Zwar wird angestrebt, allgemein Wasser von 4° als Vergleichsstoff einzuführen und damit den Zahlenwert des Ergebnisses mit dem der Begriffe 1 und 2 bei passend gewählten Einheiten in Übereinstimmung zu bringen, aber vorläufig muß noch in weitem Umfang (Laboratoriumspraxis, Pharmazie, Technik) mit den bezeichneten Gewohnheiten gerechnet werden, die sich teils auf Bequemlichkeitsgründe, teils, wie auch bei der Dichtezahl für Gase, auf theoretische Gründe (Beziehungen zum Molekulargewicht) stützen. Um aber den Begriff 3 als unbenannte Zahl von den Quotienten 1 und 2 streng zu unterscheiden, wird dafür die Benennung Dichtezahl (Dichteverhältnis) vorgeschlagen.

Der Zusatz zu der Begriffsbestimmung 3 soll darauf hinwirken, daß jeder Experimentator die von ihm erhaltene Dichtezahl auf Wasser von 4° selbst umrechnet, falls er Wasser von anderer Temperatur beim Vergleicheversuch benutzt hat.

Mit der Einführung der Bezeichnungen „Massendichte", „Gewichtsdichte", „Massenräumigkeit", „Gewichtsräumigkeit" soll es nicht ausgeschlossen werden, die einfachen Ausdrücke „Dichte" und „Räumigkeit" da zu benutzen, wo über ihre Bedeutung, sei es durch eingangs gegebene Erklärungen oder sonst durch den Zusammenhang, kein Zweifel bestehen kann.

Entwurf XV. Formelzeichen des AEF.

Liste C.

Nr.	Größe	Zeichen
1	Energie	W
2	Periodendauer	T
3	Kreisfrequenz	ω
4	Frequenz (bei Wechselstrom)	f
5	Spezifischer Widerstand	ϱ
6	Leitwert	G
7	Elektrostatische Induktion	D
8	Dielektrizitätskonstante	ε
9	Gegeninduktivität	M
10	Magnetischer Fluß	Φ

Erläuterungen von FRIEDRICH NEESEN und MAX SEYFFERT.

In der Liste *C* wird Stellung genommen zu der von der IEC vorgeschlagenen Liste von Formelzeichen.

In betreff der ersten Größe — Energie — ist es nicht ratsam, hierfür den Buchstaben *A* zu benutzen, welcher nach der ersten Liste für die Größe „Arbeit" vorgesehen ist[1]). Denn Arbeit tritt nur auf, wenn eine Änderung der Energie irgend einer Form erfolgt; Energie ist noch keine Arbeit, drückt vielmehr das Vermögen aus, Arbeit zu leisten (vgl. Verhandlungen des AEF, S. 10). Dieser Unterschied muß auch in dem Unterschiede der Bezeichnungen zum Ausdruck kommen. Bei der Wahl schien der Buchstabe *W*, welcher als Anfangsbuchstabe von Werk eine Beziehung zur Arbeit enthält, zweckmäßig. Die IEC hat dasselbe Zeichen gewählt.

In betreff des zweiten Zeichens *T* für Periodendauer herrscht schon jetzt beinahe vollständige Übereinstimmung.

[1]) Das Zeichen *A* für Arbeit wird voraussichtlich in die Liste B aufgenommen werden.

Das Zeichen ω für Kreisfrequenz ist im allgemeinen Gebrauch. Derselbe Buchstabe ist vom Ausschuß als Bezeichnung für Winkelgeschwindigkeit festgesetzt. Trotzdem erscheint es nicht notwendig, von der feststehenden Benutzung von ω für beide Größen abzugehen.

Bei der Abwägung der zur Bezeichnung der Frequenz bei Wechselströmen in Frage kommenden Buchstaben erscheint das in Liste A für Schwingungszahl vorgesehene Zeichen nicht zweckmäßig, weil dasselbe in der Technik für Tourenzahl benutzt wird. Die IEC hat den Buchstaben f gewählt, der frei ist und sich auch als Anfangsbuchstabe von Frequenz empfiehlt. Daß es sich bei dieser Wahl wesentlich nur um die Zwecke der Wechselstromtechnik handelt, so daß ein Zwiespalt mit Schwingungszahl nicht zu befürchten ist, findet seinen Ausdruck durch Hinzufügung der Klammer.

Die übrigen Zeichen entsprechen dem Gebrauche und sind in Übereinstimmung mit der Festsetzung der IEC. Insbesondere empfiehlt sich der Buchstabe ϱ noch wegen der Verwandtschaft mit dem für Widerstand festgelegten Zeichen R. Die IEC hat für Blindwiderstand und Scheinwiderstand die Buchstaben X und Z gewählt; diese aber empfehlen sich nicht wegen der Verwechslung mit Koordinaten. Es ist daher zunächst von Formelzeichen für diese Größen noch abgesehen worden.

Entwurf XVI. Energieeinheit der Wärme.

Die Energieeinheit der Wärme ist das internationale Kilojoule oder die internationale Kilowattsekunde.

Begründung von Fritz Emde, Eugen Meyer und Karl Scheel.

Es ist eine Folge der Entdeckung des mechanischen Wärmeäquivalents, daß man mechanische Arbeiten und Wärmemengen durch dieselbe Maßeinheit ausdrücken kann. Dies bedeutet in vielen Fällen einen Rechenvorteil, den man sich aber fast gar nicht zunutze gemacht hat. Für die erste Zeit nach der Entdeckung mag sich dies daraus erklären, daß der Zahlenwert des Äquivalents nicht genau genug bekannt war, so daß die Umrechnung oft leicht größere Fehler hätte mit sich bringen können als die Messung. Heute aber fällt dieser Grund weg. Denn das Wärme-

äquivalent ist jetzt so genau bekannt, daß es selten möglich sein wird, die Messungsfehler unter die Unsicherheit des Wärmeäquivalents herabzudrücken. Sicherlich hätten deshalb längst viele praktische Rechner für Wärmemengen eine mechanisch definierte Energieeinheit benutzt, wenn sie nicht durch einen anderen Umstand oft genötigt würden, zur Kalorie zurückzukehren: Die Tabellen der Wärmekonstanten liegen noch nicht auf mechanisches Maß umgerechnet vor. Aber es kostet nur eine einmalige verhältnismäßig kleine Mühe, dies Hindernis aus dem Wege zu räumen.

Wenn man nun fragt, für welche mechanische Energieeinheit man sich bei der Umrechnung der Wärmekonstanten entscheiden soll, so kann die Antwort nicht zweifelhaft sein: Nachdem der Vorschlag des AEF, für alle Energieformen als Leistungseinheit das Kilowatt zu benutzen, allseitig Zustimmung und nirgends Widerspruch gefunden hat, so ergibt sich daraus für den AEF die Folgerung, daß er als Wärmeeinheit das Kilojoule oder die Kilowattsekunde vorzuschlagen hat. Statt dessen kann man natürlich auch, wo es bequem ist, dekadische Vielfache oder Teile des Kilojoules benutzen, unter anderen das Joule.

Es besteht vielfach die Meinung, daß das Joule keine mechanische, sondern eine elektrische Einheit sei; eine solche Meinung ist irrig und ist nur dadurch hervorgerufen, daß man bei der Entwickelung der Elektrotechnik kein eigentliches elektrisches Energiemaß (wie in der Wärmelehre die Kalorie) schuf, sondern sofort zur mechanischen Energieeinheit überging, was jetzt auch einheitlich für die Wärmelehre angestrebt wird. Tatsächlich besteht nun, wie in dem Bericht über die Äußerungen der Vereine usw. zu Satz I, Nr. 4, ausgeführt ist, ein kleiner Unterschied zwischen dem in der Elektrotechnik gebräuchlichen internationalen Joule (= 1 internationale Wattsekunde) und der mechanischen Einheit 10^7 Erg, der sich aber zurzeit noch nicht genau angeben läßt. Aus rein formellen Gründen wird das internationale Kilojoule als Energieeinheit der Wärme vorgeschlagen, für welches in Satz I, Nr. 4, die Beziehung zur 15°-Kalorie bereits festgesetzt ist: 1 internationales Kilojoule = 0,23865 15°-kcal. Umgekehrt ist also die Wärmemenge, die die Temperatur von 1 kg Wasser von 14,5 auf 15,5° erhöht: 1 15°-kcal = 4,190 internationale Kilojoule.

Aber selbst, wenn man das Kilojoule als rein elektrische Energieeinheit ansprechen wollte, würde man seine Berechtigung,

als allgemeine Energieeinheit zu dienen, nicht in Frage stellen können. Denn je mehr die elektrischen Meßmethoden überhaupt an Boden gewonnen haben, um so mehr sind auch elektrische Methoden zur Messung von Wärmekonstanten verwendet worden (vgl. z. B. die Messungen der spezifischen Wärme fester Körper in tiefen Temperaturen von NERNST; ferner die Untersuchungen im Münchener Institut für technische Physik über den Wärmedurchgang durch Isoliermaterialien u. a. m.). Es ist aber anzunehmen, daß, wo nicht, wie in manchen Gebieten der Technik, besondere Gründe für die Beibehaltung der Kalorie sprechen, sich das Kilojoule als Energieeinheit auch für Wärmevorgänge leicht einführen wird.

I. Wärmeaufspeicherung.

	Kalorisches Energiemaß	Mechanisches Energiemaß
1. Spezifische Wärme.		
Aluminium	0,214 $\frac{\text{g-Kal}}{\text{g . Grad}}$	0,896 $\frac{\text{Joule}}{\text{g . Grad}}$
Wasser	1 „	4,19 „
2. Schmelzwärme.		
Aluminium	77 $\frac{\text{g-Kal}}{\text{g}}$	323 $\frac{\text{Joule}}{\text{g}}$
Eis	80 „	335 „
3. Verdampfungswärme.		
Wasser bei 100°	538 „	2,254 $\frac{\text{Kilojoule}}{\text{g}}$
4. Verbrennungswärme.		
Steinkohlengas	5800 „	24,3 „
„	5,3 $\frac{\text{g-Kal}}{\text{cm}^3}$	22,3 $\frac{\text{Joule}}{\text{cm}^3}$

5. Wasserdampf.

Temperatur	Druck	Energie	Wärmeinhalt	Entropie
0°	0,0063 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ = 0,0062 . 10^6 $\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$	2370 $\frac{\text{Joule}}{\text{g}}$	2490 $\frac{\text{Joule}}{\text{g}}$	9,13 $\frac{\text{Joule}}{\text{g . Grad}}$
100°	1,033 „ = 1,013 . 10^6 „	2510 „	2680 „	7,36 „
200°	15,890 „ = 15,582 . 10^6 „	2610 „	2810 „	6,48 „

II. Wärmetransport.

1. Wärmeleitung.

	Kalorisches Energiemaß	Mechanisches Energiemaß
Aluminium . .	$0{,}48 \frac{\text{g-Kal}}{\text{Grad.cm.sec}}$	$2{,}01 \frac{\text{Joule}}{\text{Grad.cm.sec}} = 2{,}01 \frac{\text{Watt}}{\text{Grad.cm}}$
Quarz.	$0{,}0001 \frac{\text{g-Kal}}{\text{Grad.cm.sec}}$	$0{,}4 \frac{\text{Millijoule}}{\text{Grad.cm.sec}} = 0{,}4 \frac{\text{Milliwatt}}{\text{Grad.cm}}$

2. Strahlungsenergie der Hefnerlampe.

Kalorisches Energiemaß	Mechanisches Energiemaß
$0{,}0000215 \frac{\text{g-Kal}}{\text{cm}^2.\text{sec}}$	$90{,}1 \frac{\text{Mikrojoule}}{\text{cm}^2.\text{sec}} = 90{,}1 \frac{\text{Mikrowatt}}{\text{cm}^2}$

3. Strahlungskoeffizient des schwarzen Körpers.

$1{,}28 \cdot 10^{-12} \frac{\text{g-Kal}}{\text{Grad}^4.\text{cm}^2.\text{sec}}$	$0{,}0536 \frac{\text{Mikrojoule}}{\text{Grad}^4.\text{m}^2.\text{sec}} = 0{,}0536 \frac{\text{Mikrowatt}}{\text{Grad}^4.\text{m}^2}$

Um den Übergang zu erleichtern, sind in den vorstehenden Tabellenschematen die verschiedenen Wärmeeigenschaften an Beispielen im mechanischen und teilweise noch vergleichsweise im kalorischen Maße angegeben.

Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten;
von K. Lübben.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. Februar 1914.)

(Vgl. oben S. 124.)

Die Bestimmung der ultravioletten Eigenfrequenzen aus Dispersionsbeobachtungen an festen und flüssigen Körpern hat bekanntlich den Nachteil, daß nur an wenigen durchsichtigen Körpern Dispersionsbestimmungen ausführbar sind und die daraus berechneten Eigenfrequenzen für ihre weitere Verwendung nur beschränkten Wert haben, da man nicht weiß, wie weit diese Eigenfrequenzen dem einen oder anderen Bestandteil des Körpers zuzuschreiben sind. Dispersionsbestimmungen an festen Elementen konnten bisher nicht ausgeführt werden. Nur aus den Untersuchungen von Pohl und Pringsheim über den Photoeffekt lassen sich für einige feste Elemente die ultravioletten Eigenfrequenzen bestimmen. Wichtiger sind die Dispersionsbestimmungen an Gasen, wie sie von John Koch[1]) am Wasserstoff ausgeführt sind, da man hier Werte der Eigenfrequenzen erhält, die nur durch die Unsicherheit der Dispersionsformel gefälscht sein können.

Eine dritte Möglichkeit bietet die Untersuchung von Lösungen. Hier scheint zu dem bereits erwähnten Nachteil bei den festen Körpern noch eine weitere Schwierigkeit hinzuzukommen, nämlich der Einfluß der Konzentration, so daß die Untersuchung von Lösungen noch weniger zur Ermittelung der Eigenfrequenzen geeignet scheint, als Dispersionsbestimmungen an festen Körpern.

Die ersten systematischen Dispersionsbestimmungen, die ich an wässerigen Lösungen ausgeführt habe, haben jedoch das Gegenteil gezeigt. Zwar zwingt die Abhängigkeit von der Konzentration dazu, die Lösungen bei verschiedenen Konzentrationen zu untersuchen, was einen erheblichen Mehraufwand an Zeit erfordert.

---

[1]) John Koch, Ark. f. Mat., Astr., Fys. **8**, Nr. 20, 1912; Ann. d. Phys. (4) **17**, 668, 1905.

Tabelle 1.

Ionenkonstanten.

λ	LiCl			NaCl			CsCl			NaJ		
	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n
214,45	1,201	0,948	0,253	—	—	—	—	—	—	—	—	—
219,47	1,146	0,903	0,243	—	—	—	—	—	—	—	—	—
226,51	1,084	0,860	0,224	—	—	—	—	—	—	—	—	—
228,81	1,068	0,846	0,222	—	—	—	—	—	—	—	—	—
231,29	1,049	0,831	0,218	1,155	0,825	0,330	—	—	—	—	—	—
257,32	0,928	0,744	0,184	1,036	0,722	0,314	1,300	0,757	0,543	—	—	—
274,87	0,879	0,708	0,171	0,988	0,679	0,309	1,250	0,715	0,535	2,797	2,512	0,285
288,11	0,852	0,684	0,168	0,961	0,656	0,305	1,222	0,692	0,530	2,550	2,308	0,242
298,11	0,837	0,670	0,167	0,946	0,646	0,300	1,205	0,678	0,527	2,423	2,189	0,234
308,51	0,821	0,656	0,165	0,927	0,631	0,296	1,190	0,664	0,526	2,319	2,087	0,232
313,33	0,816	0,652	0,164	0,922	0,628	0,294	1,185	0,660	0,525	2,283	2,053	0,230
325,58	0,802	0,639	0,163	0,905	0,615	0,290	1,171	0,646	0,525	2,192	1,964	0,228
340,36	0,789	0,627	0,162	0,890	0,604	0,286	1,157	0,632	0,525	2,107	1,884	0,223
346,70	0,783	0,622	0,161	0,886	0,602	0,284	1,151	0,627	0,524	2,077	1,856	0,221
361,19	0,772	0,612	0,160	0,874	0,592	0,282	1,138	0,614	0,524	2,018	1,798	0,220
399,52	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
422,95	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
441,62	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,821	1,602	0,219
460,09	—	—	—	0,825	0,557	0,268	1,079	0,556	0,523	1,792	1,574	0,218

λ	LiBr			RbBr			NH_4F			TlF			$NaClO_3$			$NaClO_4$		
	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n	A_n	B_n	A_n-B_n
231,29	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	Konstant = 0,647	Konstant = 0,424	Konstant = 0,223
250,21	1,528	1,334	0,194	1,724	1,114	0,610	—	—	—	—	—	—	0,947	0,665	0,282			
255,81	1,473	1,286	0,187	1,672	1,070	0,602	—	—	—	—	—	—	0,933	0,660	0,273			
257,32	1,461	1,274	0,187	1,658	1,061	0,597	0,538	0,172	0,366	—	—	—	0,927	0,660	0,267			
274,87	1,347	1,166	0,181	1,539	0,956	0,583	0,533	0,172	0,361	1,912	1,597	0,305	0,906	0,639	0,267			
277,10	1,332	1,154	0,178	1,526	0,949	0,577	—	—	—	—	—	—	0,902	0,637	0,265			
280,10	1,317	1,141	0,176	1,507	0,946	0,561	—	—	—	—	—	—	0,896	0,637	0,259			
288,11	1,284	1,112	0,172	1,473	0,920	0,553	0,529	0,172	0,357	1,815	1,514	0,301	0,887	0,631	0,256			
298,11	1,245	1,079	0,166	1,428	0,906	0,522	0,527	0,172	0,355	1,761	1,469	0,292	0,879	0,624	0,255			
301,85	1,234	1,070	0,164	1,416	0,898	0,518	—	—	—	—	—	—	—	—	—			
307,41	1,216	1,052	0,164	1,395	0,890	0,505	—	—	—	—	—	—	—	—	—			
308,51	1,213	1,051	0,162	1,392	0,887	0,505	0,526	0,172	0,354	1,718	1,429	0,289	0,870	0,616	0,254			
313,33	1,202	1,040	0,162	1,381	0,875	0,506	0,526	0,172	0,354	1,702	1,414	0,288	—	—	—			
325,58	1,171	1,012	0,159	1,350	0,852	0,498	0,525	0,171	0,354	1,664	1,377	0,237	—	—	—			
330,29	1,160	1,005	0,155	1,339	0,845	0,494	—	—	—	—	—	—	0,861	0,606	0,255			
333,27	—	—	—	—	—	—	0,520	0,171	0,353	1,643	1,356	0,287	—	—	—			
334,54	1,150	0,996	0,154	1,330	0,838	0,492	—	—	—	—	—	—	0,859	0,604	0,255			
340,46	1,141	0,987	0,154	1,321	0,830	0,491	0,523	0,171	0,352	1,627	1,341	0,286	0,856	0,601	0,255			
346,70	1,127	0,977	0,150	1,309	0,818	0,491	0,522	0,170	0,352	1,613	1,326	0,287						
361,19	1,108	0,957	0,150	1,288	0,800	0,488	0,522	0,169	0,352	1,584	1,298	0,286	0,850	0,596	0,254			
374,96	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,561	1,276	0,285	—	—	—			
384,89	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,546	1,261	0,285	—	—	—			
399,52	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,839	0,588	0,251			
422,95	1,046	0,898	0,148	1,226	0,744	0,482	0,520	0,167	0,353	1,499	1,223	0,276	—	—	—			
441,62	1,032	0,885	0,147	1,215	0,734	0,481	0,519	0,167	0,352	1,481	1,209	0,272	—	—	—			
460,09	1,022	0,876	0,146	1,197	0,715	0,482	0,519	0,166	0,353	1,470	1,202	0,268	0,827	0,577	0,250			

Da es aber möglich ist, aus den Dispersionsbestimmungen die Eigenfrequenzen des negativen Ions zu ermitteln, so ist die Untersuchung der Lösungen trotz der mannigfachen Schwierigkeiten recht erfolgreich gewesen.

Bestimmt wurden für die Lösungen von LiCl, NaCl, CsCl, LiBr, RbBr, NaJ, NH_4F, TlF, $NaClO_3$ und $NaClO_4$ jedesmal für vier Konzentrationen, nämlich $^4/_1$, $^2/_1$, $^1/_1$ und $^1/_2$ Normallösungen, die Brechungsdifferenzen $n-n_0$ gegen Wasser.

Zur Bestimmung der Brechungsdifferenz $n-n_0$ wurde in dem SCHUMANNschen Quarzspektrograph[1]) das Prisma durch einen rechteckigen Quarztrog T ersetzt, der durch eine Diagonalplatte in zwei Hälften geteilt war, von denen die eine Hälfte mit der Lösung, die andere mit Wasser angefüllt wurde (s. Figur). Auf dem Prismentisch war ein Rahmen befestigt, in den der Trog genau hineinpaßte, und so in zwei um 180° gedrehte Stellungen gebracht werden konnte. Die beiden Spektren A und B, die dann auf der Platte P entstanden, wurden mit einem guten Zeißmikroskop auf 0,001 mm genau ausgemessen. Aus dem Abstand der Linien gleicher Wellenlängen läßt sich leicht der Brechungszuwachs $n-n_0$ mit einer Genauigkeit berechnen, die etwa einer Einheit der fünften Dezimale des Brechungsexponenten entspricht[2]).

C Cadmium- bzw. Zinkfunke,
S Spalt,
$L_1 L_2$ Quarzlinsen,
T Doppeltrog,
P photogr. Platte.

Nach HEYDWEILLER[3]) ist der äquivalente prozentische Brechungszuwachs

$$\Delta_n = 100 \frac{n-n_0}{n_0 . m} \text{ (}m\text{-Normalität)}$$

linear abhängig vom elektrolytischen Dissoziationsgrad i. Es gilt die Beziehung:

$$\Delta_n = B_n + (A_n - B_n) i. \qquad 1)$$

---

[1]) ZS. f. Instr. 17, 321, 1897; 18, 325, 1898.
[2]) Vgl. K. LÜBBEN, Rost. Ber. u. Abh. 5, 1913. Diss. Rostock 1913.
[3]) A. HEYDWEILLER, Ann. d. Phys. (4) 41, 499, 1913.

A_n und B_n sind Konstanten, die eine einfache physikalische Bedeutung haben. Sie stellen das Δ_n dar für $i = 0$ und $i = 1$, d. h. es ist A_n der äquivalente prozentische Brechungszuwachs für eine Ionenlösung, B_n für eine Moleküllösung. Die Konstanten A_n und B_n wurden bestimmt, indem als Abszissen die Dissoziationsgrade i, als Ordinaten die Δ_n-Werte aufgetragen und durch je vier zu einer Wellenlänge gehörige Punkte Gerade gelegt wurden. Für $i = 0$ und $i = 1$ haben diese Geraden dann die Ordinaten B_n und A_n. Zur Kontrolle wurden die Δ_n-Werte mit den so ermittelten A_n und B_n berechnet. Die Übereinstimmung war stets eine gute. Tabelle 1 enthält für die untersuchten Lösungen die A_n, B_n und $A_n - B_n$. Die relativen Brechungsexponenten berechnen sich daraus für die Ionenlösung zu $1 + \frac{A_n}{100}$, für die Moleküllösung zu $1 + \frac{B_n}{100}$.

Die Eigenschwingungen der Anionen.

Die Anwendung der Dispersionsformel gestaltete sich besonders einfach, da die KETTELER-HELMHOLTZsche Dispersionsformel in der einfachsten Form, $n^2 = 1 + a + \frac{M}{\lambda^2 - \lambda_v^2}$, benutzt werden konnte. Der Einfluß des Wassers wurde dadurch eliminiert, daß für n der relative Brechungsexponent der Ionenlösung $\frac{n}{n_0} = 1 + \frac{A_n}{100}$ und für λ die Wellenlänge im Wasser $\frac{\lambda}{n_0}$ gesetzt wurde. Dann erhält die Dispersionsformel die Form:

$$A'_n = a + \frac{M_a}{\left(\frac{\lambda}{n_0}\right)^2 - \left(\frac{\lambda_a}{n_0}\right)^2}, \tag{2}$$

wo

$$A'_n = \frac{A_n}{100}\left(2 + \frac{A_n}{100}\right)$$

ist.

Zur Bestimmung der Konstanten a, M_a, $\frac{\lambda_a}{n_0}$ wurden alle beobachteten Werte benutzt, indem auf graphischem Wege zuerst Näherungswerte ermittelt wurden[1]), die dann nach der Methode

[1]) K. LÜBBEN, Rost. Ber. u. Abh. 5, 16, 1913.

der kleinsten Quadrate verbessert wurden. Tabelle 2 enthält die endgültigen Werte für a, M_a und λ_a. Außerdem sind noch die Eigenfrequenzen

$$\nu = \frac{300 \, . \, 10^{15}}{\lambda} \sec^{-1}$$

und die Abstände

$$\varrho = \sqrt[3]{\frac{e^2}{4\,\pi^2 \nu_m^2}} = \sqrt[3]{0{,}7065 \, . \, 10^{-28}\, \lambda^2}$$

angegeben, in denen ein Elektron eine positive Elementarladung mit der Periodenzahl ν umkreisen würde.

Die vorzügliche Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den nach Formel 2) berechneten Werten zeigt, daß nur eine Eigenschwingung die Dispersion der Lösungen im Ultravioletten bedingt. Das Nächstliegende ist, diese Eigenschwingung dem negativen Ion zuzuschreiben, was sich in der Tat bestätigt. Es zeigt sich, daß Lösungen mit gleichem Anion stets dasselbe Spektrum ergeben und sich die A'_n nur durch eine Konstante unterscheiden. Ein Einfluß des Kations ist bei der bisher erreichten Genauigkeit im Ultravioletten nicht festzustellen gewesen. Im Sichtbaren gelang es, für einige Kationen einen geringen Einfluß nachzuweisen.

Es besitzt also das Anion nur eine schwingende Elektronengattung, deren Eigenwellenlänge

Tabelle 2.

	Chloride			Bromide		Fluoride		NaJ	NaClO₃
	LiCl	NaCl	CsCl	LiBr	RbBr	NH_4F	TeF		
$a \, . \, 10^2$ . . .	1,3404	1,5540	2,0865	1,8430	2,2198	1,0308	2,6855	3,1287	1,6102
M_a	123,47	123,47	123,47	208,09	208,09	10,0	280,25	474,86	54,16
* $\left(\frac{\lambda_a}{n_0}\right)^2$ . . .	11 788	11 788	11 788	16 510	16 510	10 000	16 204	21 554	14 045
λ_a	165,0	165,0	165,0	185,9	185,9	100	184,6	207,2	175,0
$p \cdot \frac{e}{m} \, . \, 10^{-7}$.	2,897	2,897	2,897	2,489	2,489	0,326	3,480	3,332	0,895
$\nu_a \, . \, 10^{-15}$ . .	1,82	1,82	1,82	1,61	1,61	3,00	1,63	1,45	1,71

im Ultravioletten liegt. Das Kation dagegen schwingt im Ultraroten und beeinflußt daher die Dispersion der Lösungen bereits im Sichtbaren äußerst wenig. Im Ultravioletten ist der Einfluß des Kations zu vernachlässigen, so daß die für die Lösung berechnete Eigenschwingung mit der Eigenschwingung des Anions identisch ist. Es ergeben sich danach die Eigenwellenlängen und Frequenzen der folgenden Ionen.

Tabelle 3.

Anion	λ_α	ν_α	Anion	λ_α	ν_α
Cl	165 $\mu\mu$	$1{,}82 . 10^{15}$	F	100 $\mu\mu$	$3{,}00 . 10^{15}$
Br	186	1,61	ClO_3 . . .	175	1,71
J	207	1,45	ClO_4 . . .	sehr klein	sehr groß

Auffallend abweichende Resultate ergeben die Salze des Thalliums, was sich besonders bemerkbar macht bei den schwach dispergierenden Anionen F und SO_4. Die Dispersion ist für die Thalliumsalze erheblich größer als für andere Kationen. Schon im Sichtbaren tritt dies auffallend hervor[1]). Aus meinen Untersuchungen ergibt sich für das Thalliumfluorid als Eigenwellenlänge 185 $\mu\mu$ statt 100 $\mu\mu$, wie es für Fluoride sein müßte. Da die Thalliumsalze stark zu Komplexbildungen neigen, so wird einem solchen Komplex die Eigenschwingung 185 $\mu\mu$ zuzuschreiben sein.

Die Eigenwellenlängen für Cl, Br, J sind sehr gut linear vom Molekulargewicht abhängig nach der Formel:

$$\lambda_\alpha^2 = 170\,M + 21150. \qquad 3)$$

Von großer Wichtigkeit wäre es, wenn man die Eigenwellenlängen auf einfache Weise nur aus Dispersionsbeobachtungen im Sichtbaren ermitteln könnte. Heydweiller[2]) hat als Abszissen die Dispersionskonstante im Sichtbaren $\Delta_{n\alpha} - \Delta_{n\gamma}$, als Ordinaten die Quadrate der Eigenwellenlängen von H, F, Cl, Br, J, die bekannt waren, aufgetragen. Durch diese fünf Punkte läßt sich eine glatte Kurve legen, und es würden sich für andere Substanzen daraus aus den bekannten Werten im Sichtbaren die Eigenwellenlängen ermitteln lassen, wenn auch für die anderen Stoffe die

[1]) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) 41, 528, 1913.
[2]) A. Heydweiller, ebenda, S. 541, 1913.

Punkte auf dieser Kurve liegen. Leider ist das nach den neueren Resultaten nicht der Fall und daher die Bestimmung der Eigenschwingung auf diese einfache Weise nicht möglich.

Der Einfluß der Dissoziation auf die Eigenschwingung.

Von GRUFKI[1]) ist im sichtbaren Spektrum gezeigt worden, daß die Geraden, die die lineare Abhängigkeit des Brechungszuwaches von der Dissoziation darstellen, für die drei Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ parallel sind. GRUFKI hat daraus den Schluß gezogen, daß die Eigenschwingung von der Dissoziation unabhängig ist. Meine Untersuchungen zeigen, daß die Geraden im Ultravioletten nicht parallel bleiben, sondern immer steiler verlaufen, je kleiner die Wellenlänge wird. Setzt man voraus, daß die Konstante M_a der Dispersionsformel durch die Dispersion nicht geändert wird, so würden sich daraus folgende Unterschiede der Eigenwellenlänge in dissoziierten und nicht dissoziierten Lösungen ergeben.

Tabelle 4.

	$\lambda_{diss.} - \lambda_{undiss.}$		$\lambda_{diss.} - \lambda_{undiss.}$
LiCl	12 $\mu\mu$	KJ	50 $\mu\mu$
NaCl	32	NaJ	5
CsCl	19	NH_4F	8
LiBr	7	TlF	22
RbBr	20	$NaClO_3$	40
LiJ	7		

Nach der Quantentheorie berechnet sich, wie ich später noch näher erörtern werde, aus der Dissoziation eine geringere Verschiebung der Eigenwellenlänge im entgegengesetzten Sinne. Die tatsächlich auftretenden Verschiebungen werden also hierdurch nicht erklärt. Meiner Ansicht nach sind sie auf die Unvollkommenheit der KETTELER-HELMHOLTZschen Dispersionsformel zurückzuführen. Nach der PLANCKschen Dispersionstheorie bleibt zwar die alte Dispersionsformel bestehen, die berechnete Eigenwellenlänge ist aber nur dann die Eigenwellenlänge des schwingenden Elektrons, wenn die Zahl der Resonatoren in der Volum-

---

[1]) K. GRUFKI, Rost. Ber. u. Abh. 5, 106, 1913. Diss. Rostock 1913.

einheit klein ist[1]), wie es bei Gasen und stark verdünnten, also stark dissoziierten Lösungen der Fall ist.

Nimmt die Konzentration zu, so muß die Eigenfrequenz geändert werden, wie es ja auch tatsächlich der Fall ist. Derselbe Einfluß ist natürlich auch bei festen Körpern vorhanden, so daß hier die Eigenfrequenzen unter Umständen recht erheblich von den wirklichen Werten abweichen können. So gibt MARTENS[2]) für KCl den Wert 160,73 $\mu\mu$, für NaCl den Wert 156,32 $\mu\mu$ an, eine Verschiedenheit, die wohl nicht durch die Ungenauigkeit der Berechnung zu erklären ist. Allerdings wird die Genauigkeit der berechneten Eigenwellenlängen meist stark überschätzt. Meiner Ansicht nach sind bei einer Genauigkeit des Brechungsexponenten auf eine Einheit der fünften Dezimale, auch wenn mit kleinsten Quadraten gerechnet wird, Fehler von einigen $\mu\mu$ immerhin möglich.

Zusammenhang zwischen Energieänderung und Frequenzänderung nach der Quantentheorie.

Eine Beziehung zwischen Frequenzänderung und chemischer Umsetzung hat HABER aufgestellt[3]). Diese Beziehung lautet, wenn nur ein schwingendes Elektron in Betracht kommt:

$$\frac{Nh}{2}(\nu \text{ entstehend} - \nu \text{ verschwindend}) = Q,$$

wo Q die Wärmetönung der chemischen Reaktion ist. Wendet man diese Formel auf die elektrolytische Dissoziation an, so ist Q die Dissoziationswärme und man erhält:

$$\nu_{\text{Ion}} - \nu \text{ undissoziiertes Salz} = \frac{2\,Q}{Nh}.$$

Für NaCl ist die Dissoziationswärme für 1 Grammolekül 454 cal. Da Nh $96550 . 10^{-15}$ cal/sec ist, so würde sich für NaCl die Differenz zu $0{,}009 . 10^{15}\,\text{sec}^{-1}$ berechnen. Für andere Salze ergeben sich ähnliche Werte. Es folgt daraus, daß die Dissoziation eine Verschiebung der Eigenwellenlänge um 1 bis 2 $\mu\mu$ ins Ultraviolette hervorbringt. Diese Verschiebung ist so gering,

---

[1]) A. GOLDHAMMER, Dispersion und Absorption des Lichtes. Leipzig und Berlin 1913.
[2]) F. F. MARTENS, Ann. d. Phys. **6**, 603, 1901; **8**, 459, 1902.
[3]) F. HABER, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 1120, 1911.

daß sie sich wohl experimentell kaum feststellen läßt, zumal durch die Unvollkommenheit der Dispersionsformel Fehler bedingt sind, die erheblich größer sind.

Die HABERsche Beziehung kann man in der gleichen Weise benutzen, um mit Hilfe der Lösungswärme die Frequenzänderung zu berechnen, die entsteht, wenn das Salz vom festen in den gelösten Zustand übergeht. In der folgenden Tabelle sind für einige Salze die Werte berechnet, um welche die Eigenfrequenz ν und die Eigenwelle λ beim festen Salz größer ist als beim gelösten.

Tabelle 5.

	Lösungswärme cal	$\Delta\nu \cdot 10^{-15}$	$\Delta\lambda$ $\mu\mu$
Li Cl	+ 8400	− 0,174	+ 15,8
Na Cl	− 1200	+ 0,025	− 2,3
K Cl	− 4400	+ 0,098	− 8,4
Cs Cl	− 4800	+ 0,100	− 9,1
Li Br	+ 11300	− 0,234	+ 21,2
Li J	+ 14900	− 0,309	+ 28,0
K J	− 5200	+ 0,108	− 9,8

Bei den Lithiumsalzen ist diese Änderung recht beträchtlich. Da Bestimmungen an festen Lithiumsalzen nicht vorliegen, so ist eine experimentelle Prüfung hier nicht möglich. Für festes NaCl und KCl hat MARTENS 156,3 und 160,7 $\mu\mu$ gefunden, die Abweichungen von dem Wert 165 $\mu\mu$ für das Cl-Ion würden also − 8,7 und − 4,3 $\mu\mu$ betragen. Mit den berechneten Werten − 2,3 und − 8,4 $\mu\mu$ ist Übereinstimmung im Vorzeichen und in der Größenordnung vorhanden, und mehr wird man auch kaum erwarten können. Eine weitere Nachprüfung ist beim Kaliumjodid möglich. Aus der von RUBENS angegebenen ultraroten Eigenwellenlänge 97,7 μ berechnet sich nach der HABERschen Wurzelbeziehung[1]): λ violett $42{,}81\sqrt{M} = \lambda$ rot (M = Molekulargewicht), für KJ die ultraviolette Eigenwellenlänge 177,1 $\mu\mu$. Für das J-Ion habe ich 207,2 $\mu\mu$ gefunden, die Differenz beträgt also − 30,1 $\mu\mu$, während die Berechnung den Wert − 9,8 $\mu\mu$ liefert. Legt man den HABERschen Wert $1{,}654 \cdot 10^{15}$ für die Eigenfrequenz des Kaliumjodids zugrunde, so würde die Differenz

[1]) F. HABER, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 1133, 1911.

— 25,8 $\mu\mu$ betragen. Man sieht, daß auch hier wie beim NaCl und KCl die berechnete Differenz von der wirklichen abweicht. Der Unterschied wird darauf zurückzuführen sein, daß für die festen Salze die wirklichen Eigenwellenlängen von den berechneten abweichen müssen, wie ich das oben[1]) näher ausgeführt habe.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Mitteilung wurden für einige Salzlösungen Dispersionsbestimmungen mitgeteilt und daraus für einige Ionen die ultravioletten Eigenfrequenzen berechnet. Weiter wurde über den Einfluß der Dissoziation auf die Eigenfrequenz berichtet und auf quantentheoretischer Grundlage Frequenzänderungen berechnet, die durch die Wärmetönung bei der Auflösung und der Dissoziation der Salze bedingt sind.

Berlin, Januar 1914.

Über Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen an einem Isolator;

von J. Koenigsberger und A. Gallus.

(Eingegangen am 2. Februar 1914.)

Die elektrochemische Affinität des Atoms kommt in den Absorptionsweglängen, in den Umladungsweglängen der Kanalstrahlen und bei der Ionisation durch diese kaum zur Geltung, wie die Messungen[2]) an Wasserstoff, Sauerstoff- und Heliumkanalstrahlen zeigten. Die Differenzen lassen sich aus den Querschnittsverschiedenheiten erklären. Auch die Natur des ruhenden Gases, ob elektropositiver Wasserstoff oder elektronegativer Sauerstoff, hat, wie gezeigt, nur geringen Einfluß.

---

[1]) S. 188.

[2]) J. Koenigsberger und J. Kutschewski, Ann. d. Phys. (4) 37, 161, 1912; K. Glimme und J. Koenigsberger, Sitzber. Heidelb. Akad. 1913, Nr. 3 und noch nicht veröffentlichte Beobachtungen.

Etwas mehr, aber auch nicht stark, äußert sich die Affinität in dem Auftreten negativer Ionen im Kanalstrahl. W. WIEN[1]) fand neben negativem Sauerstoff auch negativen Wasserstoff als Atom und Molekül, obgleich sonst ein negatives Wasserstoffion nicht bekannt ist, andererseits konnte er negatives Jod[2]) trotz des elektronegativen Charakters dieses Elementes nicht erhalten. Helium zeigt nach Versuchen des Verfassers und J. KUTSCHEWSKI[3]) keine negative Ladung.

Man sieht also, daß die elektrochemische Affinität des Atoms in den Kanalstrahlerscheinungen sich nur wenig — man kann sagen fast gar nicht — ausspricht. Da aber der Charakter der elektrischen Leitfähigkeit der festen und flüssigen Materie wesentlich von der Affinität[4]) bestimmt wird, schien uns interessant, zu untersuchen, ob bei der Sekundärstrahlung, der Auslösung von Elektronen durch auftreffende Kanalstrahlen, Affinitätswirkungen wahrnehmbar sind.

H. BAERWALD[5]) hat gefunden, daß verschiedene Metalle und metallische leitende Substanzen fast gleichviel Sekundärstrahlen aussenden und die relativ kleinen Unterschiede sich durch physikalische Eigenschaften, möglicherweise durch die Dichte erklären lassen. Immerhin ist hervorzuheben, daß zwischen Aluminium ($d = 2,7$) und Kupfer ($d = 8,7$) trotz der großen Differenz in der Dichte der Unterschied in der Sekundärstrahlung ganz gering ist. H. BAERWALD hat auch schon einen Versuch mit Schwefel, der sich aber nicht eignete, unternommen.

Wir haben die Größe der Sekundärstrahlung von einem Metall mit der von einem guten Isolator bei streifender Incidenz der Strahlen verglichen.

Auf eine Messingplatte wurde ein mit hartem Ramsaykitt getränktes Seidenpapier von etwa 0,05 mm gelegt. Ein solches Präparat ist ein guter Isolator; es fängt bei dieser Dicke alle Strahlen auf. Die Versuchsanordnung war verschieden von der von

---

1) W. WIEN, Phys. ZS. **11**, 377, 1910.

2) W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) **33**, 926, 1910.

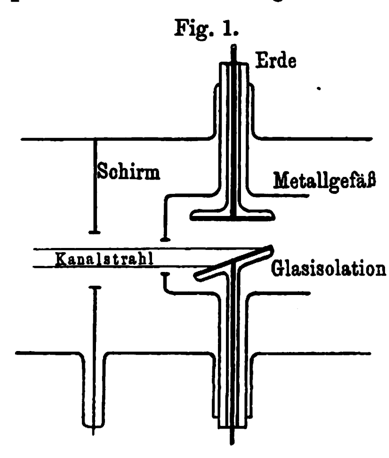
3) J. KOENIGSBERGER und J. KUTSCHEWSKI, Sitzber. Heidelb. Akad. 1911, Nr. 8.

4) J. KOENIGSBERGER, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 931, 1911.

5) H. BAERWALD, ebenda **14**, 675, 1912; Ann. d. Phys. (4) **41**, 643, 1913; **42**, 1287, 1913.

H. BAERWALD und von CHR. FÜCHTBAUER[1]); sie ist aus Fig. 1 zu ersehen. Beobachtungsraum und Entladungsraum waren wie früher angeordnet. Die Kanalstrahlen werden bei derartig schräger Incidenz von etwa 70 bis 80° Einfallswinkel ebenfalls schräg, hauptsächlich unter einem Winkel von etwa 60 bis 90° reflektiert. Dies zeigten Versuche, wobei ein intensiveres Kanalstrahlbündel auf eine Messingplatte auffiel, hinter der ein empfindlicher Phosphoreszenzschirm aufgestellt wurde. Bei steilerer Incidenz ist die Reflexion ganz diffus; es sei da auf die Beobachtungen von E. WAGNER[2]) verwiesen. Bei unserer Anordnung kann die Hauptmenge der schnelleren reflektierten Kanalstrahlen den Zylinder verlassen, ohne aufzutreffen. Ein Teil der reflektierten Kanalstrahlen besteht jedoch aus langsamen und rascheren Strahlen, die sich nach allen Richtungen zerstreuen. Die Drucke im Beobachtungsraum waren von der Größenordnung 10^{-4} mm. Daß nicht viel negative Ionen durch Diffusion hineinkamen, folgt aus Versuchen, wonach bei — 10 Volt Gegenspannung und mit einfallenden neutralen Kanalstrahlen eine Aufladung der Platte nicht merklich war und nur ein sehr geringer Strom durch das Galvanometer floß. Alle Zuleitungen zum Galvanometer, dessen Empfindlichkeit gleich 10^{-11} war, lagen in Bergmannrohren.

Fig. 1.



Der Druck im Beobachtungsraum war $3 \cdot 10^{-4}$ mm; daher war die Ionisation der Luft im Metallgefäß sehr gering, etwa 0,6 Sc. Das zeigten Messungen, bei denen die Kanalstrahlen den Zwischenraum der beiden Platten ohne aufzutreffen frei durchliefen. Für eine Spannung von 35000 Volt und eine Primärstromstärke im Entladungsraum von $5 \cdot 10^{-4}$ Amp. entsprach die positive Ladung der Wasserstoff-, Sauerstoff-, Kohlenstoffatome führenden Kanalstrahlen 3 bis 4 Sc. im Galvanometer.

---

[1]) CHR. FÜCHTBAUER, Phys. ZS. 7, 153 u. 748, 1906.
[2]) E. WAGNER, Ann. d. Phys. (4) 41, 209, 1913.

Tabelle A. Anordnung vgl. Fig. 2 A.

Volt	Neutrale u. positive Strahlen		Neutrale Strahlen	
	Metall	Isolator	Metall	Isolator
— 10	— 41,5	— 1,5	— 32,5	— 1,2
+ 10	+ 16	+ 2,7	+ 11,5	+ 1,8

Bei — 10 Volt auf I wird auf der Meßplatte II nur die negative Sekundärstrahlung gemessen, nebst etwa 0,6 Sc. negativer Luftionen weniger der positiven Ladung diffus reflektierter rascher Kanalstrahlen (etwa 0,3 Sc.), die trotz des Gegenfeldes die Platte treffen. Man sieht, daß der Isolator sehr viel weniger Elektronen abgibt.

Die Sekundärstrahlung der positiven Kanalstrahlen ist etwa ein Drittel von der der neutralen. Bei + 10 Volt mißt man die Ladung der diffus reflektierten raschen Kanalstrahlen (0,3 Sc.) und der langsamen, an der Platte I entstandenen, nach II durch das Feld hinübergezogenen positiven Ionen und der durch diese an II hervorgerufenen Sekundärstrahlung, deren Elektronen nach I gezogen werden und die also II positiv auflädt. Danach müssen am Isolator auch erheblich weniger langsame positive Ionen entstehen. Die diffuse Reflexion von Kanalstrahlen, bei der die Geschwindigkeit nicht sehr stark herabgesetzt wird, sollte, wenn man die Versuche von E. Wagner über Reflexion bei steilerer Reflexion an Glasoberflächen auf Papier übertragen darf, nicht viel geringer als bei Metallen sein.

Fig. 2.

Wir haben dann die Anordnung umgekehrt und den Strom gemessen, der von der mit Seidenpapier bedeckten Platte abfließt. Dieser ist meßbar, weil der Widerstand der Luftstrecke zwischen den Platten sehr hoch ist — der des Galvanometers ist 10000 Ω — und weil vermutlich durch die auftreffenden Kanalstrahlen der Widerstand des mit Ramsaykitt getränkten Papiers vermindert wird. Die Nachwirkung einer elektrischen Restladung fehlte.

Tabelle B. Anordnung vgl. Fig. 2 B.

Volt	Neutral und positiv		Neutral	
	Metall	Isolator	Metall	Isolator
+ 10	+ 55	+ 3,5	+ 40	+ 1,1
— 10	+ 6,0	+ 2,8	+ 1,6	— 0,3

Die bei — 10 Volt Gegenspannung gemessene Ladung von 6 Sc. am Metall entspricht angenähert der Messung mit + 10 Volt bei dem zuerst angeführten, umgekehrt angeordneten Versuch, muß aber, da die Wirkung der Sekundärstrahlung fast fortfällt, kleiner sein. Die Zahl 6,0 enthält die Ladung der positiven Kanalstrahlen $= l_p$ nebst der der positiven Aufladung durch Abfließen von negativer Sekundärstrahlung ($s_2 = {}^3/_2 . 1{,}6 = 2{,}4$), deren Geschwindigkeit größer als 10 Volt ist, weniger der in den Luftresten zwischen den Platten erzeugten schwachen Ionisation ($i_- = 0{,}6$, vgl. oben) weniger den diffus reflektierten raschen positiven Strahlen ($r_p = 0{,}3$) $= (l_p + s_2 - i_- - r_p)$. l_p ist daraus berechnet $= 4{,}5$ Sc.

Das Ergebnis, die viel geringere Sekundärstrahlung an fettgetränktem Seidenpapier, kann nicht durch Dichteunterschiede gegen Metalle erklärt werden, wie folgende Tabelle zeigt, s ist die Sekundärstrahlung in willkürlichen Einheiten, d die Dichte.

	d	s	Autor
Platin	21,4	1	Baerwald
Kupfer.	8,6	1,12	„
Aluminium	2,7	1,0	„
Messing	8,3	1,15	Koenigsberger u. Gallus
Papier mit Fett	0,9	0,03	„ „

Die Menge der Sekundärstrahlung an Messing entspricht unter den angegebenen Bedingungen etwa zwei bis vier Elektronen pro aufgefangenem Kanalstrahlatom.

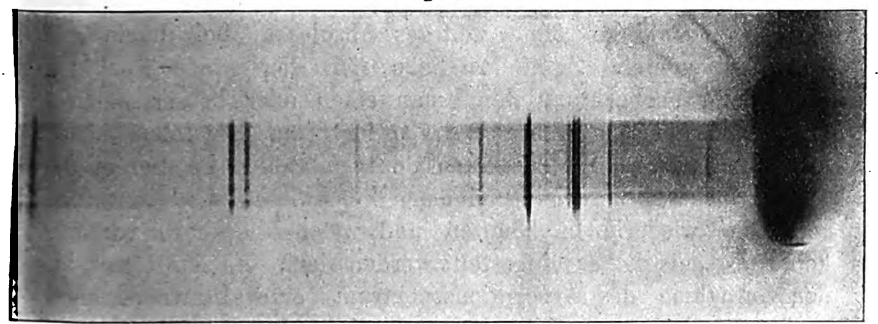
Freiburg i. B., Math.-physik. Institut.

Einige Bemerkungen über Röntgenstrahlspektren;
von M. de Broglie und F. A. Lindemann.

(Eingegangen am 6. Februar 1914.)

Es wurde im November vorigen Jahres von M. DE BROGLIE eine Methode, um Röntgenstrahlspektra zu photographieren, beschrieben [1]). Auf der Tatsache fußend, daß ein Kristall nur Röntgenstrahlen von der Wellenlänge $2d\cos\alpha$ (d Abstand der Atomschichten, α Einfallswinkel) reflektiert, wurde durch Drehung eines Kristalls vor einem Spalte α von 90^0 bis zu jedem gewünschten Werte kontinuierlich variiert und somit die Intensität

Fig. 1.



jeder Wellenlänge von 0 bis $2d$ hintereinander auf eine photographische Platte aufgezeichnet. Dieses Verfahren hat sich ausgezeichnet bewährt und M. DE BROGLIE hat danach die Spektren von Platin, Wolfram, Kupfer aufgenommen und ausgemessen [2]). (Fig. 1.)

Nach M. DE BROGLIE bestehen die Spektren aus zwei kontinuierlichen Banden ungefähr zwischen den Wellenlängen 2.10^{-9} und 8.10^{-9} cm und einer Anzahl Linien (Fig. 1). Die zweite Bande, die ihrer Lage nach als Spektrum zweiter Ordnung der ersten Bande erscheinen könnte, unterscheidet sich von dieser wesentlich im Bau und dürfte wahrscheinlich von ihr unabhängig sein.

[1]) C. R. 17. Nov. 1913.
[2]) C. R. 19. Jan. 1914.

Bei Kupfer zeigten sich zwei Linien, bei Platin und Wolfram eine große Anzahl. Die Banden dürften der Bremsung des Kathodenstrahlteilchens zuzuschreiben sein; die Linien sind offenbar charakteristische Metalleigenfrequenzen. Um den Nullpunkt, der oft durch den primären Durchstoßungsfleck verwischt ist, genau festzustellen, wurde das Spektrum einmal nach rechts und einmal nach links auf derselben Platte aufgenommen.

Wir haben gefunden, daß sich die Spektren leicht auch mit einem etwa 0,4 mm engen Spalt auf dem Barium-Platincyanürschirm zeigen lassen. Im Gegensatz zu der von TERADA beschriebenen Erscheinung ist hier natürlich im Liniengebiet keine allmähliche Verschiebung der Reflexionsflecke mit einer Drehung des Kristalls wahrzunehmen, sondern ein helles Aufleuchten der Linien bei den entsprechenden Winkeln. Indem man den Kristall und einen Fluoreszenzschirm auf zwei konaxialen Platten montiert, deren eine sich zweimal so schnell dreht wie die andere, sind die Reflexionswinkel ohne weiteres abzulesen, bei denen eine Linie aufleuchtet. Zweifellos ließe sich das ganze Spektrum gleichzeitig beobachten, wenn man einen oder besser mehrere Kristallplättchen, sternförmig angeordnet, um die Achse schnell dreht und mit genügend starken Röntgenstrahlen beleuchtet.

Es möge kurz auf ein Phänomen hingewiesen werden, welches wir nicht wiederholen konnten und welches deshalb vorläufig keineswegs als sicher hingestellt werden darf. Es zeigte sich bei der Aufnahme des Absorptionsspektrums eines Platinemissionsspektrums durch ein 10 μ dickes Platinblech, daß die Zentren sämtlicher Linien ausgelöscht waren [Fig. 2] [1]). Diese Analogie mit den FRAUNHOFERschen Linien, die eigentlich theoretisch a priori zu erwarten wäre, da ja die äußere Bindung der Atome kaum einen Einfluß auf die Eigenfrequenzen im Kern haben kann, würde, falls sie sichergestellt wird, eine Röntgenstrahlspektralanalyse in Aussicht stellen. Die scheinbare Breite der Linien würde der nach dem Dopplereffekt auf der Antikathode zu erwartenden etwa entsprechen. Man kann natürlich nur dann die Erscheinung wahrzunehmen hoffen, wenn der Brennfleck auf der Antikathode sehr scharf ist. Möglicherweise war dies bei den

---

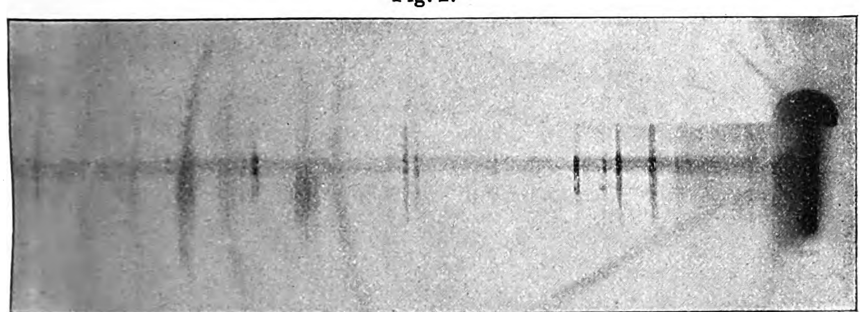
1) In der Figur ist der Spalt oben von einem 10 μ-Goldplättchen, unten mit der 10 μ-Platinfolie bedeckt, in der Mitte blieb er frei.



zwei gelungenen Aufnahmen der Fall und bei den anderen nicht. Jedenfalls aber können wir uns nicht für die Richtigkeit des Phänomens, welches BARKLAS Absorptionsmessungen zu widersprechen scheint, einsetzen, bevor es gelungen ist, dasselbe beliebig oft zu produzieren.

Es sei hier kurz über eine andere Erscheinung berichtet, die M. DE BROGLIE bei Metallblechen beobachtete. FRIEDRICH und auch HUPKA haben bekanntlich sternförmige Erscheinungen beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch amorphe Körper photographiert. M. DE BROGLIE hat nachgewiesen, daß dies dieselben Spektra sind, die jedenfalls von mikroskopischen Kristallen

Fig. 2.



im Bleche erzeugt werden. Diese vorhergehende Bearbeitung des Bleches ist natürlich von großem Einfluß, so zeigt z. B. gewalztes Blech eine ausgesprochene Vorzugsrichtung. Wenn man aber annimmt, daß Kriställchen ganz ungeordnet im Metall verteilt sind, so finden sich immer Flächen, die unter geeignetem Winkel zum Primärstrahl stehen. Diese reflektieren die dem Winkel entsprechende Wellenlänge und man würde bei völliger makroskopischer Isotropie des Metalles auf der Platte konzentrische Kreise erwarten, deren Radien dem Tangens des doppelten Einfallswinkels entsprächen. Dies ist, abgesehen von der durch die Bearbeitung hervorgerufenen Anisotropie, wie M. DE BROGLIE findet, tatsächlich der Fall (Fig. 3). Es lassen sich die Banden und Linien des Platinspektrums erkennen und ausmessen. Die Dispersion z. B. eines Platinbleches ist etwa 1,3 mal so groß wie die von Steinsalz. Wären die Atome des Platins wie die des NaCl kubisch gelagert, so wäre nach dem Atomvolumen eine 1,43 fache

Dispersion zu erwarten. Wird aber engste Packung angenommen für Platin, so wäre der mittlere Abstand 1,28 mal kleiner als in NaCl.

Wir können also, was für die Theorie der spezifischen Wärme wichtig ist, schließen, daß die von F. A. Lindemann vorausgesetzte

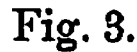
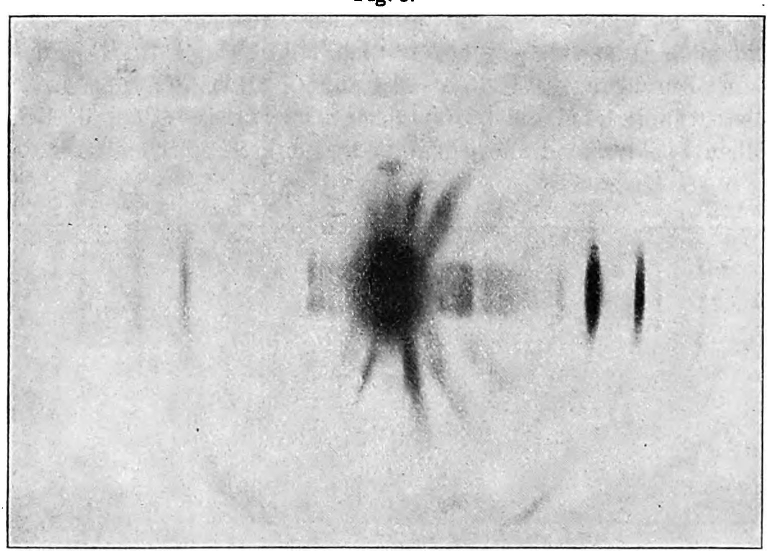


Fig. 3.



engste Packung bei den Metallen wahrscheinlich vorhanden ist. Es ist interessant, zu finden, daß diese Röntgenstrahlspektren, die bei jeder Absorptionsmessung der Röntgenstrahlen hätten gefunden werden können, erst jetzt nach der Laueschen Entdeckung beobachtet werden.

Paris, 29 rue Chateaubriand, 2. Februar 1914.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 15. März 1914. Nr. 5.

Sitzung vom 6. März 1914.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. **A. v. Schütz** trägt vor über
Ersatz der Maxwellschen Gleichungen.

Ferner berichtet Hr. **E. Gumlich** über
1. Astasierungsvorrichtung für Magnetometer.
2. Messung hoher Induktionen im Joch.

Endlich demonstriert Hr. **K. Mey**
eine neue Röntgenröhre nach Coolidge.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

F. Lüschen: Über Scheinwiderstände und einige andere elektrische Werte von Doppelleitungen.

Karl Czukor: Eine thermodynamische Beziehung zwischen Konzentration und spezifischer Wärme hochverdünnter Lösungen und der Temperaturkoeffizient von Konzentrationselementen.

Karl Uller: Merkwürdige Bewegungserscheinungen an einem Zentrifugalapparat.

F. A. Lindemann: Über die Grundlagen der Atommodelle.

K. von Wesendonk: Über Kreisprozesse zwischen unendlich benachbarten Isothermen.

J. Stark: Methode zur gleichzeitigen Zerlegung einer Linie durch das elektrische und das magnetische Feld.

J. Stark: Schwierigkeiten für die Lichtquantenhypothese im Falle der Emission für Serienlinien.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. Christian Füchtbauer, Leipzig, Linnéstr. 5, Phys. Inst. d. Universität.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Marx.)

Hr. Prof. Royal A. Porter, Syracuse (U. S. A.), University.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Herm. Th. Simon.)

Hr. Dr. F. Kottler, Wien III/1, Streichergasse 4.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. Hasenöhrl.)

Hr. Dr. phil. Erich Kretschmann, Königsberg i. Pr.-Amalienau, Adalbertstr. 15.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. Alberti.)

Hr. Dr. Karl Schütt, Hamburg, Wartenau 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Adolf Lindemann.)

Hr. Dr. Julius Schünemann, Finkenkrug, Friedrich-Karlstr. 8.
(Vorgeschlagen durch Hrn. J. Elster.)

Hr. Gymnasiallehrer Alfred Tóth, Pannonhalma, Ungarn.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Polyteknisk Laereanstalts fysiske Laboratorium, Kopenhagen.
(Vorgeschlagen durch Hrn. K. Prytz.)

Thermische Elektronenemission und lichtelektrischer Effekt des Kaliums;

von Karl Fredenhagen.

(Eingegangen am 20. Februar 1914.)

In Nr. 2 der Physik. Zeitschrift vom 15. Januar dieses Jahres wurde von mir der Gedanke ausgesprochen, daß der lichtelektrische Effekt der Metalle in einem derartigen ursächlichen Zusammenhange mit dem Vorhandensein gewisser Gase stehe, daß Metalle, welche von derartigen Gasen frei sind, den normalen lichtelektrischen Effekt nicht mehr geben. Gleichzeitig erbrachte Herr Küstner durch auf meine Veranlassung angestellte Versuche den experimentellen Nachweis der Berechtigung dieser Annahme für das Verhalten des Zinks. Schneller als wir es hoffen konnten, ist eine weitere experimentelle Bestätigung hinzugekommen. Der Entdecker des lichtelektrischen Effektes, Herr Hallwachs selbst, hat gemeinsam mit Herrn Wiedmann in den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft eine in der Nummer vom 30. Januar erschienene Arbeit veröffentlicht, in der der Nachweis erbracht wird, daß gasfreies Kalium keinen meßbaren lichtelektrischen Effekt gibt [1]).

---

[1]) Herr Hallwachs weist in dieser Arbeit (S. 112) auch darauf hin, daß er schon früher den Gedanken ausgesprochen habe, daß der lichtelektrische Effekt an die Gegenwart von Gasen gebunden sei. Die von ihm zum Beleg herangezogene Stelle war mir zwar bekannt, aber ich habe sie in ihrer Tragweite für die gegenwärtige Frage offenbar nicht richtig gewürdigt, und beeile mich nun, das unbeabsichtigt Unterlassene nachzuholen.

Herr Hallwachs diskutiert in seiner Arbeit über die Lichtelektrizität (Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 637, 1912) Versuche, aus denen die Abhängigkeit des lichtelektrischen Effektes von der Dielektrizitätskonstante der Gase hervorgeht und sagt dann S. 637, zweiter Absatz, wie folgt: „Hieraus tritt der Einfluß der Dielektrizitätskonstante deutlich hervor und die Wahrscheinlichkeit der oben entwickelten Erwägungen, welche zur Ausführung dieser Versuche die Anregung gegeben hatte, wird bedeutend vergrößert. Die äußerst mögliche Konsequenz einer Beziehung zu $D-1$ wäre, daß für $D=1$ die Lichtelektrizität Null wird. Hierfür scheint einiges zu sprechen."

Aus einer solchen Beziehung würde in der Tat folgen, daß im absoluten Vakuum der lichtelektrische Effekt verschwinden muß. Eine physikalische Interpretation einer solchen Beziehung zu $D-1$ scheint freilich schwierig und bisher noch nicht gelungen zu sein. So gibt z. B. Herr Pasch in seiner erst kürzlich veröffentlichten, aus dem Institut des Herrn

Die Herren Hallwachs und Wiedmann erkennen in dieser Arbeit im übrigen erfreut an, daß die Versuche von Herrn Küstner und mir einen einwandfreien Beweis der Ansicht darstellen, daß ohne Gas keine Lichtelektrizität vorhanden ist. Sie bemängeln aber die Berechtigung, daß wir nicht das Ausschließen von Gasen an sich, sondern nur das Ausschließen von reaktionsfähigen Gasen als notwendig betont haben und sagen, daß in unseren Versuchen nichts aufgeführt sei, was für die Richtigkeit dieser Annahme gedeutet werden könne. Diesem können wir nicht zustimmen. Wenn die Gegenwart von Gasen an sich maßgebend gewesen wäre für die Größe des Effektes, so hätte der geringste Effekt in dem besten Vakuum auftreten müssen. Dies ist aber nicht der Fall, sondern der geringste lichtelektrische Effekt trat, wie in der Arbeit ausdrücklich hervorgehoben ist, bei einem ziemlich schlechten Vakuum auf. Wir haben ferner betont, daß die Herabsetzung des Effektes am Zink nicht durch Verbesserung des Vakuums an sich, sondern nur dadurch gelang, daß wir durch erhitztes Kalium reaktionsfähige Gase fortnehmen ließen. Die mit dem Vorhandensein eines großen Effektes gleichzeitig auftretenden Ermüdungserscheinungen, die man doch wohl, da sie nicht von selbst verschwinden, als Verschmutzung der Zinkoberfläche infolge von chemischen Vorgängen wird deuten können, sprechen endlich ebenfalls dafür, daß nicht Gase an sich, sondern nur gewisse Gase, die wir kurz als „reaktionsfähige“ bezeichnet haben, für den Effekt maßgebend sind[1]).

Hallwachs hervorgegangenen Arbeit nur eine Deutung, deren Extrapolation auf das Vakuum kein Verschwinden des lichtelektrischen Effektes mit sich bringt (Paech, Ann. d. Phys. **43**, 135, 1914). Hierauf ist es auch zurückzuführen, daß ich der angeführten Stelle leider nicht die Bedeutung beigemessen habe, die ihr Herr Hallwachs zuschreibt, wenn er sie in seiner neuen Arbeit mit den Worten zitiert: „Weiterhin war zu prüfen, wieweit die als primär erkannte Mitwirkung des Gases gehe. Die äußerste Konsequenz, daß ohne Gas die Lichtelektrizität verschwinde, eine Konsequenz, zu welcher die Versuche unmittelbar hinleiteten, wurde zum erstenmal ausgesprochen.“ Diese Ausführungen enthalten übrigens zugleich eine mir erfreuliche Anerkennung der Wichtigkeit von lichtelektrischen Versuchen unter Bedingungen, wie sie schon am Schluß meiner Arbeit: Die Abgabe negativer Elektronen von erhitzten Metallen in mein Arbeitsprogramm aufgenommen und ausgesprochen waren (Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 397, 1912).

[1]) Was diesen letzteren Punkt anbetrifft, so wäre allerdings möglich, daß der Ermüdungsvorgang eine andere Ursache als der lichtelektrische Effekt hätte.

Wir glauben also auf Grund unserer Arbeit den ursächlichen Zusammenhang mit der Gegenwart bestimmter Gase betonen zu können. Mit dem Wort reaktionsfähig wollten wir im übrigen nur hervorheben, daß wir an Einflüsse anderer Art als bloßer Adsorption und dielektrischer Wirkung denken. Um aber zu enge Deutungen zu verhindern, könnte man diese Gase vielleicht allgemeiner als mit dem Wort reaktionsfähig geschehen, als „wirksame" Gase bezeichnen.

Darin, daß wir über die Art und Weise, wie diese Gase wirken, nichts Bestimmtes aussagen können, stimmen wir den Herren HALLWACHS und WIEDMANN vollständig bei. Wir haben ausgesprochen, daß es noch unentschieden ist, ob es sich um photochemische Prozesse oder um Auslösungsvorgänge handelt. Wir haben es weiter völlig frei gelassen, was für Reaktionen eventuell anzunehmen seien, und haben bei den hierüber gemachten Annahmen ausdrücklich betont, daß wir uns durchaus nicht auf sie festlegen wollen, sondern daß erst weitere Versuche hierüber Aufschluß geben könnten. Überdies hatte ich schon vor Abschluß meiner Arbeit die Ansicht gewonnen, daß die wirksamen Ursachen nicht bei allen Metallen dieselben sind, und habe deshalb zum Schluß der Arbeit ausgeführt:

„Weiteren Versuchen, mit denen wir beschäftigt sind, wird es vorbehalten sein, zu entscheiden, ob sich andere Metalle in gleicher Weise verhalten. Ich möchte hinzufügen, daß es mir nach neueren Versuchen über die Elektronenemission der Alkalimetalle, über die ich in kurzer Zeit berichten werde, sehr wohl möglich erscheint, daß besonders bei den Alkalimetallen auch noch andere Ursachen für den lichtelektrischen Effekt in Frage kommen." Da die hier angekündigten Versuche durch die inzwischen veröffentlichten interessanten Versuche der Herren HALLWACHS und WIEDMANN über das lichtelektrische Verhalten des Kaliums bedeutend an Interesse gewonnen haben, möchte ich sie im folgenden mitteilen.

Versuchsanordnung und Meßmethode.

Die Art der Behandlung der Alkalimetalle und die Beschickung der Apparate sind in meinen früheren Arbeiten beschrieben. Die den früheren entsprechende Versuchsanordnung ist in Fig. 1 skizziert. Die sorgfältig gereinigten, zuvor schon umgeschmolzenen

und an der Pumpe entgasten Alkalimetalle wurden von A nach B und von B in das eigentliche Versuchsrohr C destilliert. Als Pumpe diente bei meinen neueren Versuchen eine Molekularluftpumpe. Das Versuchsrohr wurde durch einen zylindrischen, mit Glimmerplatten und Asbestwolle abgedichteten Widerstandsofen geheizt; die Temperatur mit einem an das Rohr angebundenen Thermoelement gemessen. In den Versuchsrohren standen die Alkalimetalle in der Regel 2 cm hoch. Das Rohr wurde so lang gewählt, damit zwischen der von oben eingeführten Elektrode und dem Alkalimetall kein Nebenschluß durch hinaufdestilliertes Metall eintrat. Die Höhe der Öfen und der durch Asbestpackung gemilderte Temperatursprung nach oben wurden so gewählt, daß das sich kondensierende Metall flüssig blieb und dauernd wieder in den Versuchsraum zurücktropfte, so daß mit praktisch konstantem Elektrodenabstand gearbeitet werden konnte. Gemessen wurden die bei gegebenen Temperaturen zwischen beiden Elektroden übergehenden Ströme in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

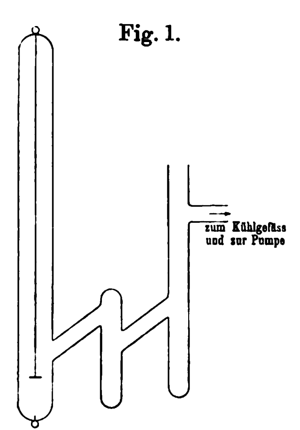


Fig. 1.

Die bei gegebener Temperatur erhaltenen Stromspannungskurven hängen ab von der emittierten Elektronenmenge und sind weiter Funktionen der Entfernungen der Elektroden, der Dichte der vorhandenen Gase, ihrer Affinitäten zum Elektron und ihrer Ionisierungsspannungen. Der gesamte Gasdruck, der in dem Beobachtungsraum zwischen den Elektroden herrscht, setzt sich zusammen aus dem Dampfdruck der Alkalimetalle, der jedoch wegen der Fortdiffusion und Kondensation an kühleren Teilen des Rohres beträchtlich kleiner als der der betreffenden Temperatur entsprechende Dampfdruck ist, und den Drucken der beigemengten Gase, die in der Regel an einem angeblasenen Manometer gemessen werden konnten. Die erhaltenen Kurven neigen um so mehr zur Sättigung, je geringer der Elektrodenabstand, und bei gegebenem Elektrodenabstand um so mehr, je geringer der Druck der beigemengten Gase ist. Der Einfluß der Gase, als welche unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen in erster Linie Stickstoff

und dann Wasserstoff in Frage kommen, äußert sich in doppelter Richtung: 1. darin, daß bei niederen Spannungen die Ströme wegen der Affinität dieser Gase gegenüber dem Elektron mit zunehmenden Drucken abnehmen, und 2. darin, daß die Ströme bei höheren Spannungen wegen des Einflusses der Stoßionisation stärker ansteigen. Dies wird z. B. durch Tabelle III meiner Arbeit II illustriert, welche die in einem Natriumrohr bei 320 und 345° bei verschiedenen Gasdrucken gemessenen Ströme darstellt [1]). Bei anderen Messungen, wie sie in dieser Arbeit mehrfach wiedergegeben sind, kommt bei höheren Spannungen der Einfluß der Stoßionisation noch stärker zur Geltung, und zwar besonders dann, wenn der Druck der beigemengten Gase ein recht erheblicher ist. Die Alkalidämpfe selbst machen sich nach diesen Richtungen in den gemessenen Kurven nicht besonders bemerkbar, trotzdem ihr Dampfdruck bei höheren Temperaturen ein recht beträchtlicher ist. Indessen erlauben die bisher ausgeführten Messungen wohl kaum, daß aus ihnen exakte Schlüsse über ihre Elektroaffinität und Ionisierungsspannung gezogen werden können [2]). Für unseren gegenwärtigen Zweck interessiert nur das eine, daß als ziemlich sicher angenommen werden kann, daß bei der Elektronenemission der Alkalimetalle Sättigungskurven erhalten werden würden, wenn die Einflüsse der Elektroaffinität und der Stoßionisation, die bei allen Messungen mehr oder weniger hervortreten, nicht vorhanden wären.

Diskussion der früheren Versuche.

In meinen früheren Arbeiten über die Elektronenemission der Alkalimetalle [1]) hatte ich den Nachweis geführt, daß man für die thermische Elektronenemission der Alkalimetalle sehr viel geringere Werte erhält, wenn man die Metalle einer sorgfältigen Reinigung unterzieht, die Versuche im Vakuum ausführt und in möglichst hohem Vakuum mehrfach destilliert. In meiner letzten Arbeit fand ich dann weiter, daß man auch die auf diese Weise erhaltenen niedrigen Werte noch ganz bedeutend weiter herunterdrücken kann, wenn man die Versuchsgefäße von der Pumpe abschmilzt und sie bei hinreichend hohen Temperaturen sich selbst überläßt.

---

[1]) Phys. ZS. 12, 398, 1911. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 384, 1912. Im folgenden kurz als I und II bezeichnet.

[2]) Siehe zu diesen Ausführungen besonders die Arbeiten von J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 14, 373, 613 und 929, 1913.

Da aus diesen Resultaten folgt, daß die gemessenen Effekte nicht von den Alkalimetallen selbst herrühren können, so entsteht die Frage, wodurch sie sonst bedingt sind. Daß sie nicht durch die Gegenwart beliebiger Gase verursacht sind, zeigt z. B. die schon erwähnte Tabelle III der Arbeit II. Andererseits zeigt aber der starke Anstieg der Ströme, der immer eintritt, wenn durch einen kleinen, kaum bemerkbaren Sprung Gase in den Apparat eintreten und der z. B. in den Versuchsnummern 19 bis 23 der Tabelle V (II) hervortritt, daß die Effekte durch Gase bedingt sein müssen. Da aus meinen Versuchen weiter hervorgeht, daß die Elektronenemission in einem abgeschmolzenen Rohr, bei gleich bleibender Menge der Alkalimetalle von selbst abnimmt, wenn man den Versuch bei hinreichend hoher Temperatur lange genug fortsetzt, so müssen die bei der Elektronenemission wirksamen Gase in dem Sinne reaktionsfähig sein, daß sie in dem Rohr selbst verbraucht, d. h. unschädlich gemacht werden können.

Diesen Sachverhalt glaubte ich zum Schluß meiner zweiten Arbeit am besten durch die Annahme erklären zu können, daß die Ursache der Elektronenemission in Reaktionen der Alkalimetalle mit Sauerstoff oder Wasserdampf im Haber-Justschen Sinne zu suchen sei. Indessen waren einige Schwierigkeiten bei dieser Erklärung unverkennbar. Die wesentlichste und von mir auch hervorgehobene lag wohl darin, daß die Alkalimetalle mit Sauerstoff und Wasserdampf so schnell reagieren, daß diese Gase, zumal bei den hohen Temperaturen, momentan verbraucht werden müßten. Man konnte nun insofern einen Ausweg finden, als man annahm, daß für den Effekt nur gelöste und absorbierte Gase in Frage kommen, und dann war vielleicht möglich, daß vollkommen getrockneter Sauerstoff selbst mit Natriumdampf nur sehr langsam reagierte. Nach dieser Richtung hatte ich leider eine Notiz in einer Arbeit von Warburg zu Unrecht als Bestätigung einer geringen Reaktionsgeschwindigkeit gedeutet. In Wirklichkeit ist dies aber nicht ausgesprochen, und da sich bei allen angestellten Versuchen die Reaktion als praktisch momentan erwies, so mußten andere Ursachen gefunden werden, welche die nur so außerordentlich langsam abnehmenden Effekte erklären konnten [1]).

---

[1]) Hiermit soll nun nicht gesagt sein, daß bei der Reaktion zwischen den Alkalimetallen und Sauerstoff keine Elektronen emittiert werden, sondern nur, daß es, wie es ja auch aus den Versuchen von Haber und Just folgt,

Die im folgenden angeführten Versuche deuten nun, wenn auch ein exakter Beweis noch nicht erbracht ist, darauf hin, daß diese Ursache im Wasserstoff zu suchen ist. Da bei der Reaktion mit Wasserdampf stets Wasserstoff übrig bleibt, so wird durch diese Annahme auch das Resultat der Tabelle IV, Arbeit II, erklärt, daß beim Arbeiten an einer Pumpe trotz scheinbar gleich bleibenden Vakuums die Ausschläge ganz beträchtlich schwanken[1]).

Schwierig bleibt bei dieser Annahme die Erklärung dafür, daß bei abgeschlossenen Rohren und langen Versuchsdauern die Effekte praktisch völlig verschwinden. Da aber die Alkalimetalle mit Wasserstoff Verbindungen eingehen, die, wenn sie auch bei höheren Temperaturen leicht zerfallen, bei tieferen doch einigermaßen beständig sind, so könnten die noch vorhandenen geringen Wasserstoffmengen von den in die kälteren Teile der Rohre hinaufdestillierten Alkalimetallen im Laufe der Zeit gebunden werden. Da ferner die Alkalimetalle bei höheren Temperaturen für Wasserstoff ein viel geringeres Lösungsvermögen haben als bei tieferen Temperaturen, so würde auch die veränderte Löslichkeit dahin wirken, daß der Wasserstoff im Laufe der Zeit von den erhitzten Alkalimetallen abgegeben und von kälteren Partien aufgenommen wird.

Diskussion der neuen Versuche.

In den Tabellen I bis IV sind Versuche wiedergegeben, welche in abgeschmolzenen Rohren unter verschiedenen Versuchsbedingungen erhalten wurden. Die Tabellen I bis III betreffen Versuche, in denen die Rohre vor dem Abschmelzen sehr sorgfältig evakuiert wurden. Betrachten wir zunächst den Versuch 1, der sich über eine Zeitdauer von 243 Stunden erstreckte, was also

---

nicht ohne weiteres möglich ist, diese Effekte hervorzurufen, weil es nur schwer gelingt, hierfür geeignete Versuchsbedingungen zu realisieren. Läßt man z. B. reaktionsfähige Gase von der Pumpenseite her in das Versuchsrohr ein, so werden sie von den den Raum erfüllenden Alkalidämpfen verbraucht, bevor sie in den Raum zwischen den Elektroden gelangen, so daß sich hier ein Einfluß überhaupt nicht bemerkbar macht. Ich glaube aber, daß die außerordentlich starken Anstiege der Effekte, die man stets beobachtet, wenn durch einen äußerst feinen Riß Gase direkt in den Raum zwischen den Elektroden eindringen, wesentlich im HABER-JUSTschen Sinne zu deuten sind.

[1]) Zu dieser Tabelle möchte ich hier ergänzend bemerken, daß in ihr die für 2 und 100 Volt gemessenen Ströme wiedergegeben sind.



Tabelle I.

Elektronenemission des Kaliums im Vakuum.

Nach den Versuchsreihen 11, 14 und 16 je eine Stunde Induktorentladungen. Stromeinheit: 1 . 10−10 Amp.

Nummer		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Zeit in Stunden		0	8	24	35	44	45	66	90	102	138	186	188	212	215	218	242	243
Temperatur		280°	285°	287°	289°	291°	317°	318°	312°	310°	310°	315°	315°	320°	340°	335°	365°	364°
Angelegte Spannung in Volt	2	37	18	11	11	9	56	48	58	33	52	92	3,7	19	56	2	28	28
	4	70	41	26	18	16	96	85	107	67	106	240	7,4	37	104	6	56	50
	20	234	130	85	63	52	345	223	305	185	330	610	15	150	370	24	272	256
	50	400	260	160	104	81	620	455	580	355	660	1170	26	380	860	40	800	680
	100	670	365	225	137	104	900	650	900	465	860	1680	40	890	1600	85	1800	1300
	200	850	445	260	155	121	1020	840	970	570	950	2000	58	1300	2360	140	3500	2400

besagt, daß das Versuchsrohr so lange auf die angegebene Temperatur erhitzt wurde.

Beim Vergleich der Versuchsreihen 1 bis 5, die sich über eine Versuchsdauer von 44 Stunden erstreckten, sieht man, daß die Ströme trotz der um 11° gesteigerten Temperatur beträchtlich kleiner geworden sind. Im weiteren Verlauf des Versuches wurde die Temperatur etwas gesteigert, wodurch die Ausschläge wuchsen. Der Versuch wurde wie die Versuchsreihen 6 bis 11 zeigen, von 45 bis auf 186 Stunden fortgesetzt, aber jetzt ist ein Sinken der Ausschläge nicht mehr bemerkbar, sondern im Gegenteil eine merkliche Vergrößerung der Ausschläge eingetreten. Zwischen Versuchsreihe 11 und 12 wurden nunmehr Entladungen eines kleinen Induktoriums zwischen den beiden Elektroden durch das Rohr geschickt. Versuchsreihe 12 zeigt, daß hierdurch die Ausschläge ganz wesentlich erniedrigt wurden. Nach Versuchsreihe 14, vor der die Temperatur auf 340° erhöht wurde, wurde wiederum mit Glimmentladungen gearbeitet und der Erfolg ist, daß die Ausschläge jetzt bei einer Temperatur von 335° viel kleiner

Tabelle II.

Elektronenemission des Kaliums im Vakuum.

Nach den Versuchsreihen 3 und 8 je eine Stunde Induktorentladungen.

Stromeinheit 1 . 10—10 Amp.

Negativer Pol am Kalium.

Nummer		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Zeit in Stunden .		0	18	23	24	36	38	46	48	50,1	50,1
Temperatur . . .		320⁰	325⁰	329⁰	328⁰	328⁰	350⁰	353⁰	388⁰	375⁰	375⁰
Angelegte Spannung in Volt	2	174	280	160	—	—	0,5	0,5	15	130	560
	4	235	470	380	—	—	1,8	1,2	37	240	1120
	20	630	1280	1360	—	—	3,7	4,2	150	820	3800
	50	1100	2000	2240	—	—	7,4	15	440	1800	9600
	100	1650	2500	2960	—	—	15	21	1020	3200	20000
	200	2400	2800	3400	0	2	17	30	2080	4120	—

Negativer Pol an der Platinelektrode.

Nummer		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Zeit in Stunden .		0	18	23	24	36	38	46	48	50	50,1
Temperatur . . .		320⁰	325⁰	329⁰	328⁰	328⁰	350⁰	353⁰	388⁰	375⁰	375⁰
Angelegte Spannung in Volt	2	22	136	121	—	—	—	—	—	12	74
	4	40	235	230	—	—	—	—	—	13	93
	20	162	500	560	—	—	—	—	—	18	260
	50	320	800	920	—	—	—	—	—	30	800
	100	480	960	1160	—	—	—	—	320	40	2400
	200	590	1040	1320	0	1,5	3,2	4,1	800	48	8800

sind als in Versuchsreihe 1 bei 280⁰. Induktorentladungen bewirken also in diesen Fällen eine sehr beträchtliche Verringerung der Elektronenemission. Nach Versuchsreihe 16 bei einer Temperatur von 365⁰ wurde wiederum mit Entladungen gearbeitet, aber diesmal, wie allgemein bei Temperaturen von etwa 360⁰, ohne merkliche Erniedrigung. Vielleicht liegt dies daran, daß bei der gewählten Versuchsanordnung die Rohre so heiß werden, daß sich in ihnen kein festes Alkalimetall halten kann.

Ganz dasselbe folgt aus der Tabelle II, in der sowohl die Ströme wiedergegeben sind, die erhalten wurden, wenn das Kalium Kathode war, als auch die, welche auftraten, wenn die mit Kalium bedeckte Platinelektrode zur Kathode gemacht wurde. Nach der Versuchsreihe 3 wurde mit Entladungen gearbeitet,

wodurch die Ströme ganz außerordentlich viel kleiner wurden. Versuchsreihe 5, die zwölf Stunden später aufgenommen wurde, zeigt, daß die Ströme von selbst nur sehr langsam anwachsen. Dann wurde die Temperatur gesteigert, bis sie in Versuchsreihe 8 die Temperatur von 388° erreicht hatte. Nunmehr wurden wieder Entladungen durch das Rohr geschickt, während deren die Temperatur gleichzeitig etwas abfiel. Zunächst wurde die Messungsreihe 9 mit negativer Spannung an der Platinelektrode aufgenommen, welche zeigt, daß auch hier die Entladungen sehr stark gewirkt hatten. Zum Schluß der Messungsreihe zeigte sich eine Störung und bei Kommutierung des Stromes zeigte sich, daß in umgekehrter Stromrichung die Ströme nicht abgenommen hatten, sondern größer als in der vorhergehenden Versuchsreihe waren, trotz der um 13° gesunkenen Temperatur. Gleichzeitig war ein weiteres Anwachsen der Ströme zu bemerken, wie die gleich darauf aufgenommene Versuchsreihe 10 zeigt. Besichtigung des Rohres zeigte, daß es einen äußerst feinen Sprung an einer Abschmelzstelle aufwies.

Tabelle III.
Elektronenemission des Kaliums im Vakuum.
Elektrodenabstand 26 mm. Einheit der Stromstärke $1 \cdot 10^{-10}$ Amp.

Nummer		1	2	3	4	5	6	6a
Zeit in Stunden		0	8	11	12	18	28	—
Temperatur		300°	302°	300°	302°	310°	323°	323°
Angelegte Spannung in Volt	2	400	240	360	—	3	5	—
	4	1 000	480	600	—	7	22	—
	8	1 400	880	960	—	13	80	> 7 000
	20	3 000	1 700	2 300	—	25	600	> 80 000
	50	8 000	5 400	6 800	3,6	60	—	—
	100	24 000	16 000	22 000	14	140	—	—
	200	60 000	42 000	56 000	28	320	—	—

Es fragt sich nun, wie die Induktorentladungen wirken. Hier ist wohl an zwei Möglichkeiten zu denken: einmal, daß der Verbrauch reaktionsfähiger Gase durch sie begünstigt wird und dann daß durch sie aus dem geschmolzenen Metall Gase ausgetrieben werden. Es wurde versucht, diese Erniedrigung der Ausschläge auch auf anderem Wege zu erhalten. In Tabelle III ist ein Versuch wiedergegeben, bei dem an das Kaliumrohr ein Rohr

angeblasen war, welches mit Drehspänen von metallischem Calcium beschickt war und das zwischen der Versuchsreihe 2 und 3 eine Stunde lang durch einen übergeschobenen und mit Siegellack abgedichteten Vakuumofen auf 520° erhitzt wurde. Der Vergleich der Messungsreihen 2 und 3 zeigt, daß hierdurch keine Abnahme, sondern sogar ein geringes freilich fast noch innerhalb der Fehlergrenzen liegendes Ansteigen der Ausschläge erzielt wurde. Nach Versuchsreihe 3 wurde wieder mit Induktorentladungen gearbeitet, die, wie Versuchsreihe 4 zeigt, den erwarteten großen Erfolg hatten. Der Versuch sollte fortgesetzt werden, doch trat bei Versuchsreihe 6 zufällig während der Messung eine Störung ein. Die Ausschläge stiegen plötzlich sehr stark an, z. B. bei einer angelegten Spannung von 20 Volt innerhalb einer Minute um mehr als das Tausendfache. Die Besichtigung ergab, daß ein außerordentlich feiner Riß an dem Teil des Rohres entstanden war, der sich zwischen den Elektronen befand. Der Versuch zeigt, daß es durch erhitztes Calcium nicht oder jedenfalls sehr viel schlechter möglich ist, das wirksame Agens zu entfernen als mit Hilfe von Entladungen. Es war hierbei besonders an die Bindung von Wasserstoff gedacht worden. Da aber zu bedenken ist, daß die Rohre vor ihrem Abschmelzen alle bis zu einem Vakuum von unter $1 . 10^{-6}$ mm ausgepumpt waren, so ist ein Erfolg auch kaum zu erwarten. Bei tiefen Temperaturen, bei denen der Gleichgewichtsdruck des Wasserstoffes über dem Calciumhydrür sehr klein ist, ist die Reaktionsgeschwindigkeit zu gering und bei höheren Temperaturen wächst der Dissoziationsdruck schnell an.

In den Tabellen IV und V sind Versuche wiedergegeben mit Rohren, die zunächst in derselben Weise behandelt und schließlich mit Gasen gefüllt wurden. In Tabelle IV war im Rohr ein Stickstoffdruck von 7 mm. Der Versuch wurde bis zu 44 Stunden fortgesetzt und inzwischen mehrfach Entladungen durch das Rohr geschickt. Eine Verminderung der Ausschläge ist eingetreten, doch ist diese klein im Vergleich zu der im Vakuum unter ähnlichen Versuchsbedingungen erreichten Reduzierung. Etwas Ähnliches ist in Tabelle V der Fall, bei der das Rohr mit 5 mm Helium gefüllt war. Bei diesem Rohr war übrigens der Elektrodenabstand größer als sonst, nämlich 45 statt in der Regel 30 mm, wodurch der mit zunehmender Spannung stärkere Anstieg der Ströme erklärlich wird. Zwischen Versuchsreihe 2 und 3 wurde

eine Stunde lang mit Glimmentladungen gearbeitet. Die Ausschläge sind etwas reduziert, aber nicht wesentlich. Nach Versuchsreihe 6 wurde wiederum bei der hohen Temperatur von 380° mit Entladungen gearbeitet. Versuchsreihe 7 zeigt, daß trotz der um 17° erhöhten Temperatur eine merkliche Erniedrigung der Ausschläge eingetreten war. Aber freilich sind die Effekte lange nicht so groß wie sie im Vakuum erreicht wurden. Leider zersprang das Rohr bald nach diesem Versuch.

Tabelle IV.
Elektronenemission des K in 7 mm N_2.
Elektrodenabstand 25 mm. Einheit des Stromes in $1 . 10^{-10}$ Amp.

Nummer		1	2	3	4
Zeit in Stunden . . .		0	4	32	44
Temperatur		315°	320°	320°	322°
Angelegte Spannung in Volt	2	335	345	230	130
	4	610	620	400	260
	8	1030	1000	670	470
	20	2200	2000	1420	970
	50	4360	3760	2440	1800
	100	9600	7000	5080	3080
	200	—	—	—	Sprung

Tabelle V.
Elektronenabgabe des K in He von 5 mm Hg-Druck.
Elektrodenabstand 45 mm. Einheit des Stromes $1 . 10^{-10}$ Amp.

Nummer		1	2	3	4	5	6	7
Zeit in Stunden		0	20	22	32	47	52	58
Temperatur . .		323°	321°	321°	320°	350°	380°	397°
Angelegte Spannung in Volt	2	63	63	26	25	52	110	48
	4	109	108	46	44	92	245	88
	8	215	210	92	87	184	425	160
	20	460	450	184	160	410	880	460
	50	1 116	1 100	450	400	920	2 040	1160
	100	4 500	4 300	1900	1600	3 000	5 680	1840
	200	48 000	50 000	5440	5000	$>$10 000	$>$10 000	Sprung

Nach diesen beiden letzten Versuchen entsteht die Frage, ob Helium und Stickstoff an sich die thermische Elektronenemission begünstigen oder ob sie nur verhindern, daß das wirksame Agens ausgetrieben oder verbraucht wird. Für die letztere

Tabelle VI.

Elektronenemission des *K* bei 6 mm N_2-Druck, wobei der Stickstoff zwischen Versuchsreihe 2 und 3 durch erhitztes Ca fortgenommen wurde, so daß bei spektraler Beobachtung nur das Argonspektrum auftrat. Elektrodenabstand 32 mm. Temperatur 300°. Einheit der Stromstärke $1 \cdot 10^{-10}$ Amp.

Nummer		1	2	3	4
Angelegte Spannung in Volt	2	40	56	100	96
	4	64	100	160	140
	8	100	180	240	240
	20	190	300	420	440
	50	450	990	1000	1200
	100	3 700	6 000	2100	2200
	200	12 000	72 000	3700	3800

Deutung spricht es, daß auch in den mit diesen Gasen angefüllten Röhren eine unverkennbare Erniedrigung eintritt, sowie daß es mir mit einem Heliumrohr in einem Falle, in dem der Effekt des Kaliums schon vor Zuführung des Heliums weitgehend herabgedrückt war, gelang, ihn selbst bei 380° völlig zum Verschwinden zu bringen. Eine Antwort hierauf gibt zum Teil auch der in Tabelle VI beschriebene Versuch. Einem mit Stickstoff von 6 mm Druck gefüllten Kaliumrohr war ein Calciumrohr in der Weise angeblasen, daß es zunächst durch eine abzusprengende Spitze von dem Kaliumrohr getrennt war. Das Calciumrohr wurde zunächst für sich erhitzt und sorgfältig evakuiert. Das Kaliumrohr wurde auf einer Temperatur von 300° erhalten. Versuchsreihe 1 gibt zunächst die Ausschläge wieder, die bei diesem Rohr erhalten wurden, so lange es noch mit Stickstoff von 6 mm Druck erfüllt war. Zwischen Versuchsreihe 1 und 2 wurde durch Sprengung der Abschmelzstelle die Verbindung zwischen Kalium- und Calciumrohr hergestellt. Hierdurch sank der Stickstoffdruck auf ungefähr 3 mm. Dies macht sich in Versuchsreihe 2 in den veränderten Ausschlägen geltend. Nunmehr wurde das Calciumrohr eine Stunde lang auf 600° erhitzt. Hierdurch wurde aller Stickstoff gebunden, was daran erkennbar war, daß hindurchgeschickte Entladungen das reine Argonspektrum lieferten. Eine Messung der Ausschläge gab keine andere Änderung als die, welche infolge des veränderten Gasdruckes und der geringen Elektronenaffinität in reinem Argon zu erwarten war. Nach Versuchsreihe 3 wurden

eine Stunde lang Entladungen durch das Rohr geschickt, die aber, wie Versuchsreihe 4 zeigt, keinen merklichen Einfluß hatten. Hieraus folgt, daß die Variation des Stickstoffdruckes bis herab zu seinem praktisch völligen Verschwinden die unter den angegebenen Bedingungen vorhandene Elektronenemission nicht beeinflußt.

Das gleiche Resultat folgt aus Tabelle VII, welche die bei verschiedenen Stickstoffdrucken erhaltenen Ausschläge wiedergibt. Bei niederen Spannungen sind die Ausschläge bei den geringen Drucken höher als bei großen Drucken, während bei hohen Spannungen das Umgekehrte der Fall ist, wie ich es schon früher beschrieben habe.

Tabelle VII.

Elektronenemission des K im Vakuum und bei verschiedenen N_2-Drucken bei 300°. Einheit der Stromstärke $1 . 10^{-10}$ Amp.

Nummer	1	2	3	4
Druck in mm Hg	$2 . 10^{-5}$	$1 . 10^{-2}$	3,5	14
2	64	48	36	20
4	120	100	60	30
8	200	170	100	48
20	390	360	180	84
50	900	1 000	340	150
100	1500	3 800	1900	270
200	2300	33 000	6000	6400

Wesentlich wären nun analoge Versuche mit Wasserstoff. Ich habe solche auch ausgeführt und kann als ziemlich sichere Resultate vorläufig folgendes mitteilen:

1. Der Einfluß des Wasserstoffes hängt von der Temperatur ab, bei der er zugelassen wird und von der Dauer der Einwirkung.

2. Bei hohen Temperaturen und vorhandenen großen Effekten wirkt Wasserstoff in derselben Art wie Stickstoff, d. h. er setzt die Effekte herab.

3. Sind die vorhandenen Effekte klein, so werden sie durch Wasserstoffzufuhr vergrößert.

Es spricht somit mancherlei dafür, daß das wirksame Agens Wasserstoff ist. Als sicher kann angenommen werden, daß He, Ar und N_2 unwirksam sind. Es werden auch bei der Reaktion

der Alkalimetalle mit O_2 Elektronen emittiert, doch hat die hier diskutierte Elektronenemission, die in abgeschmolzenen Röhren bestehen bleibt, eine andere Ursache.

Was die Wirkungsweise des H_2 anbetrifft, so wird man die Versuche des Herrn WILSON.[1]) über die Steigerung der Elektronenemmission des Platins durch H_2 zu berücksichtigen haben. Möglicherweise besteht auch ein Zusammenhang zwischen den hier gefundenen Resultaten und dem dreiwertigen Wasserstoff des Herrn J. J. THOMSON, der nach Ansicht dieses Forschers von Alkalihydroxyden bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht abgegeben wird[2]).

Thermische Elektronenemission und lichtelektrischer Effekt.

Bei meinen Versuchen über die Elektronenemission des Kaliums, die des lichtelektrischen Effektes wegen im Dunkeln ausgeführt werden mußten, fand ich, daß der Abnahme der Elektronenemission eine Abnahme der lichtelektrischen Wirkung parallel geht. Quantitative Resultate waren aus diesen Versuchen jedoch nicht zu ziehen, weil schwer zu kontrollieren war, wie weit die Abnahme der Effekte von einer eintretenden Trübung des Glases und von ausgebildeten Beschlägen herrührte. Zum Schluß meiner Arbeit stellte ich darum lichtelektrische Versuche unter analogen Versuchsbedingungen in Aussicht. Derartige Versuche sind auch von Herrn KÜSTNER und mir ausgeführt worden, doch haben die Herren WIEDMANN und HALLWACHS inzwischen die eingangs schon erwähnte Arbeit veröffentlicht, in der sie im Vergleich zu unseren Versuchen überdies erheblich weiter gekommen sind, vielleicht weil sie die Destillation bis zu fünf Malen fortgesetzt haben, statt sich wie wir bei unseren Versuchen mit einer zwei- bis dreimaligen zu begnügen.

Trotzdem aber mögen unsere früheren Versuche, die im April 1913 abgebrochen wurden, weil wir mit den Resultaten nicht zufrieden waren und zunächst mit anderen Metallen arbeiten und gleichzeitig die Ergebnisse weiterer Versuche über die Elektronenemission des Kaliums abwarten wollten, ganz kurz publiziert werden, weil sie in manchen Punkten einiges Neue bringen.

---

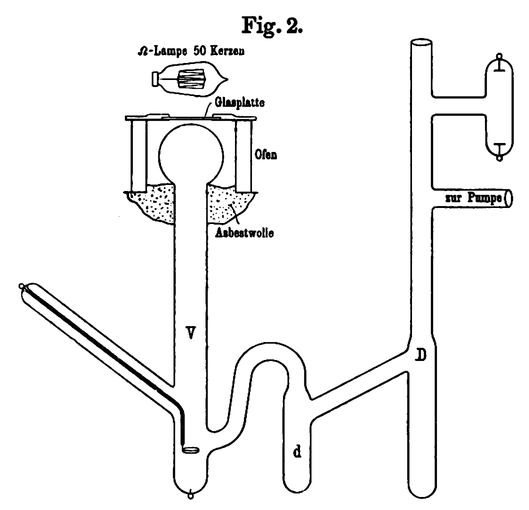
[1]) Proc. Roy. Soc. 72, 272, 1903.
[2]) ZS. f. Elektrochem. 20, 90, 1914.

*

Die verwandte Versuchsanordnung ist in Fig. 2 skizziert. Die gegenüber der einfachen HALLWACHSschen Anordnung wesentlich komplizierte Form wurde gewählt, 1. um die Partien des Glases, welche für das Licht durchsichtig sein sollten, unter allen Umständen beschlagfrei zu erhalten, 2. um gleichzeitig die thermische Elektronenemission beobachten, und 3. gleichzeitig den Temperaturkoeffizienten des lichtelektrischen Effektes messen zu können.

Eine am 17. Januar 1913 hergestellte Zelle gab bei einer wirksamen Kaliumfläche von 12 qcm bei einer Belichtung mit einer 50 kerzigen Metallfadenlampe aus einer Entfernung von 58 cm einen Sättigungsstrom von $1 . 10^{-8}$ Amp. Eine ganz analog gestaltete, aber ohne Destillation hergestellte Zelle gab unter den gleichen Versuchsbedingungen einen 22 mal größeren Strom [1]). Weitere analoge Versuche gaben ähnliche Resultate. Wir sahen also, daß wir den richtigen Weg beschritten hatten, waren aber, zumal die Zelle noch eine sehr große thermoelektrische Elektronenemission gab, mit dem erreichten Resultat nicht zufrieden und wollten zunächst auf anderem Wege studieren, wie günstigere Versuchsbedingungen herzustellen seien. Von unseren damaligen Versuchsresultaten sind nun die über die Temperaturabhängigkeit des lichtelektrischen Effektes so wesentlich, daß ich mit ihrer Publikation nicht länger zögern möchte. Die mit der am 17. Januar 1913 hergestellten Zelle gefundenen Resultate sind

Fig. 2.



---

[1]) Man sieht aus diesen Angaben, daß diese Vergleichszelle also ebenfalls eine ziemlich unempfindliche war. Wenn man die Zelle durch Glimmentladung empfindlich macht, ist es leicht, den Vergleichsfaktor um das vielfache zu vergrößern, was aber keinen Sinn hätte.

Tabelle VIII.

Temperatur	Flüssige Luft	20°	80°	150°	225°	300°	340°
Versuchsreihe 1	222	310	635	665	600	550 (28)	680 (1300)
„ 2	—	425	541	566	528	550 (65)	600 (1600)
„ 3	1100	1120	1220	1245	880	800 (5)	1000 (350)
„ 4	590	650	690	670	670	750 (5)	—

in Tabelle VIII dargestellt. Versuchsreihe 1 gibt die mit der frisch hergestellten Zelle bei den angegebenen Temperaturen erhaltenen Sättigungsströme wieder. Bei höheren Temperaturen macht sich außer dem lichtelektrischen Effekt noch die thermische Elektronenemission bemerkbar. Die diesem Effekt entsprechenden Werte sind in Klammern gesetzt. Bemerkt muß noch werden, daß bei höheren Temperaturen keine Sättigungsströme auftreten, und daß die hier gegebenen Werte einer angelegten Spannung von 150 Volt entsprechen. Betrachtet man nun die gemessenen Werte, so sieht man, daß eine, allerdings sehr unregelmäßig auftretende Temperaturabhängigkeit vorhanden ist. Dasselbe folgt aus Versuchsreihe 2, bei der der Versuch mit abnehmender Temperatur ausgeführt wurde. Der in Versuchsreihe 3 wiedergegebene Versuch wurde erhalten, nachdem zwischen den beiden Elektroden bei Zimmertemperatur Entladungen übergegangen waren. Hierdurch sind einerseits die Effekte bei niedrigen Temperaturen ganz erheblich vergrößert und andererseits ist die Temperaturabhängigkeit fast völlig verschwunden, bis bei einer Temperatur oberhalb 200° eine Abnahme eintrat, die bei anderen Versuchen jedoch nicht so ausgeprägt war. Nach Erreichung der hohen Temperatur von 340° wurde eine Versuchsreihe bei sinkender Temperatur aufgenommen, deren Resultate in Versuchsreihe 4 wiedergegeben sind. Die Werte sind fast um die Hälfte niedriger als vorher und sprechen wiederum für das Vorhandensein einer Temperaturabhängigkeit. Ähnliche Versuche wurden noch mit anderen Zellen mit stets ähnlichem Ergebnis ausgeführt. Die erhaltenen, obwohl zuweilen schwankenden Resultate liegen immer in der Richtung, daß frisch hergestellte Zellen, oder Zellen nachdem sie längere Zeit auf höhere Temperaturen erhitzt waren, einen merklichen Temperaturkoeffizienten zeigen, daß aber der Temperaturkoeffizient praktisch verschwindet, wenn man in den kalten Zellen Entladungen übergehen

läßt, durch die gleichzeitig der Effekt stark erhöht wird. Diese Resultate sprechen dafür, daß der lichtelektrische Effekt in irgend einer bisher noch nicht geklärten Weise im Zusammenhang steht mit einer Verbindung, die sich unter dem Einfluß der Entladungen bilden kann, die aber bei höheren Temperaturen wieder zersetzt wird. Mit Zuhilfenahme besonderer Annahmen würde eine solche Verbindung das Auftreten der experimentell gefundenen verschiedenen Temperaturabhängigkeiten erklären können. Da nun ELSTER und GEITEL[1]) und weiter POHL und PRINGSHEIM[2]) gezeigt haben, daß die bekannten Wasserstoffverbindungen des Kaliums nicht die Ursache seines lichtelektrischen Effektes sein können, wird man statt dessen vielleicht an die Bildung von Subhydrüren denken können. Es ist möglich, daß auch hier wieder eine Beziehung zu dem dreiwertigen Wasserstoff des Herrn J. J. THOMSON vorhanden ist. Indessen scheint es unzweckmäßig zu sein, schon jetzt alle denkbaren Erklärungsmöglichkeiten aufzuzählen. Man wird zunächst weitere Experimente, mit denen wir gerade nach der Seite des Temperaturkoeffizienten beschäftigt sind, abwarten müssen. Dann wird es auch möglich sein, sich mit den früheren Arbeiten über die Temperaturabhängigkeit des lichtelektrischen Effektes auseinanderzusetzen, von denen die Mehrzahl, wie bekannt, die Unabhängigkeit des lichtelektrischen Effektes von der Temperatur ergeben haben.

Zusammenfassung.

Die Ergebnisse der bisher vorliegenden Versuche möchte ich wie folgt zusammenfassen:

1. Die beobachteten thermischen Elektronenemissionseffekte rühren nicht vom Kalium selbst her.

2. Es existiert ein wirksames Agens, wahrscheinlich ein Gas, das aus dem Metall ausgetrieben oder anderweitig unschädlich gemacht werden kann. Dies wird erreicht a) durch mehrfache Destillation der Alkalimetalle im möglichst weitgehenden Vakuum; b) durch lange Versuchsdauern in Apparaten, welche in der Art von Rückflußkühlern wirken; c) diese Wirkung wird bei hohen Temperaturen durch die Anwendung elektrischer Entladungen begünstigt, und d) durch Gegenwart beliebiger Gase erschwert.

---

[1]) Phys. ZS. **11**, 257, 1910; **12**, 609, 758, 1911; **13**, 468, 1912.

[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 625, 1913.

3. Aus den Versuchen folgt, daß He, Ar und N_2 unwirksam sind, und daß ein anderes wirksames Agens vorhanden sein muß, welches durch die angegebenen Operationen ausgetrieben bzw. unschädlich gemacht wird.

4. Es wurden Versuche über das lichtelektrische Verhalten des Kaliums beschrieben, deren Resultate in gleicher Richtung liegen, wie die der kürzlich veröffentlichten weitergehenden Versuche der Herren WIEDMANN und HALLWACHS.

5. Zwischen der thermischen Elektronenemission des Kaliums und seinem lichtelektrischen Effekt besteht ein Zusammenhang derart, daß beide Effekte durch die Vornahme der gleichen Operationen verkleinert werden. Dies deutet darauf hin, das zwischen den Ursachen beider Effekte Beziehungen bestehen, die natürlich keineswegs einfacher Art zu sein brauchen.

6. Es wurde gezeigt, daß das Kalium je nach seiner Behandlungsart einen lichtelektrischen Effekt mit und ohne Temperaturkoeffizienten zeigen kann.

7. Es sprechen eine Reihe von Momenten dafür, daß das wirksame Agens sowohl bei der thermischen wie bei der lichtelektrischen Elektronenemission Wasserstoff ist, doch ist ein direkter Beweis hierfür noch nicht erbracht.

Eine Theorie des lichtelektrischen Effektes wird auch diese Ergebnisse berücksichtigen müssen. Spezielle Annahmen zu machen, erscheint verfrüht, bevor nicht weiteres experimentelles Material beigebracht ist.

Leipzig, Theoret.-physik. Institut, 19. Februar 1914.



Über Vorgänge in Schwingungskreisen; II. Berechnung der momentanen Wechselgröfsen zweier gekoppelter Kreise bei kleinen Dämpfungen und mittlerer Koppelung;

von F. F. Martens.

(Eingegangen am 20. Februar 1914.)

I. Einleitung.

Zu den Ausdrücken für die momentanen Stromstärken in zwei sich selbst überlassenen gekoppelten Schwingungskreisen kommen außer der Zeit vier Arten von Größen vor: Dämpfungs- und Winkelfrequenzen, Amplituden und Phasenwinkel. Die Dämpfungs- und die Winkelfrequenzen haben für alle in zwei bestimmten Kreisen möglichen Vorgänge dieselben Werte, sind also unabhängig von den Anfangsbedingungen. Dasselbe gilt von vier der acht Ausdrücke für die Amplituden und Phasenwinkel. Dagegen sind vier der acht Ausdrücke für die Amplituden und Phasenwinkel und daher auch die wirklichen Vorgänge von den Anfangsbedingungen abhängig.

Die Dämpfungs- und die Winkelfrequenzen und, soweit es ohne bestimmte Anfangsbedingungen möglich ist, auch die Amplituden und Phasenwinkel sind von Herrn Kiebitz[1]) zuerst streng und vollständig berechnet worden. Die Kiebitzschen Ausdrücke haben später eine einfachere Ableitung durch den Verfasser[2]) gefunden.

---

[1]) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4) **40**, 138—156, 1913.

[2]) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 100—106, 1914. In der Arbeit sind folgende Fehler enthalten:

S. 102, erste Zeile nach 11) lies: Aus Gleichung 9) geht usw.

S. 103, letzte Gleichung von System 15) lies:

$$\mathfrak{R}' = \Delta' \sqrt{1 + \frac{4\,\Theta'(\delta' - \delta_2)}{\Delta'^2}} \;\Big|\; \mathfrak{R}'' = \Delta'' \sqrt{1 + \frac{4\,\Theta''(\delta'' - \delta_2)}{\Delta''^2}}.$$

S. 104, in der ersten auf 21) folgenden Gleichung muß es heißen $= Q$ statt $= 0$.

S. 106, erste Zeile lies Gleichung 6) statt Gleichung 5).

S. 106, Zeile 7 lies β' statt β.

Zu den praktisch wichtigsten wirklichen Vorgängen in zwei gekoppelten Kreisen gehören die Schwingungen, welche eintreten, wenn anfangs Energie nur in der Kapazität des Primärkreises vorhanden ist. Für diesen Fall hat Verfasser in seiner früheren Arbeit auch die vier von den acht Amplituden und Phasenwinkeln streng berechnet, welche von den Anfangsbedingungen abhängen.

In der vorliegenden Arbeit ist angenommen, daß die Dämpfungsfrequenzen δ_1 bzw. δ_2 beider Kreise klein seien gegen die Winkelfrequenzen $\sqrt{b_1}$ bzw. $\sqrt{b_2}$ der Eigenschwingungen; daß der Koppelungsgrad k von mittlerer Größe sei; daß zu Beginn der Schwingungen Energie nur in der Kapazität des Primärkreises vorhanden sei.

Unter etwas anders gewählten Anfangsbedingungen hat Herr Kiebitz[1]) diese Aufgabe gelöst. Mit den Kiebitzschen Ausdrücken stimmen die vom Verfasser für die Dämpfungs- und Winkelfrequenzen sowie für sämtliche Amplituden erhaltenen Ausdrücke inhaltlich überein. Die Phasenwinkel verschwinden bei Herrn Kiebitz, nicht aber beim Verfasser.

II. Angenäherte Lösung der Resolvente.

Unter den gemachten Annahmen erhält man für die Konstanten I, 5) der zu lösenden Gleichung I, 4) vierten Grades die Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{\delta_1 + \delta_2}{1 - k^2}, \quad C = \frac{b_1 \delta_2 + b_2 \delta_1}{1 - k^2}, \\ B &= \frac{b_1 + b_2}{1 - k^2}, \quad D = \frac{b_1 b_2}{1 - k^2} \end{aligned}\right\} \qquad 1)$$

Von diesen Konstanten der Schwingungskreise haben die beiden obenstehenden kleine Werte.

Die strenge Berechnung der Vorgänge in zwei gekoppelten Schwingungskreisen beruht auf Lösung der Gleichung dritten Grades

$$z^2 - B z^2 - 4 M z + 4 (B M + N_0) = 0,$$

welche auch in der Form geschrieben werden kann (vgl. I, 10):

$$(B - z)(z^2 - 4 M) = 4 N_0. \qquad 2)$$

In dem Zähler des Ausdruckes für N_0 kann man das additive Glied $4 \delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)(b_1 \delta_2 + b_2 \delta_1)$ weglassen, weil es bei den ge-

[1]) F. Kiebitz, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 1913, S. 54.

machten Voraussetzungen gegen die anderen Glieder des Zählers verschwindend klein ist. So erhält man

$$N_0 = \frac{\delta_1 \delta_2 (b_1 - b_2)^2 + k^2 (b_1 \delta_2 + b_2 \delta_1)^2}{(1 - k^2)^3}. \tag{3}$$

Das Produkt BM hat in erster Annäherung den Wert

$$BM = \frac{(1 - k^2) b_1 b_2 (b_1 + b_2)}{(1 - k^2)^3}. \tag{4}$$

Aus 3) und 4) folgt, daß N_0 von zweiter Ordnung klein gegen BM ist, so daß man statt Gleichung 2) in zweiter Annäherung schreiben kann $(B - z)(z^2 - 4M) = 0$. Mithin ist in zweiter bzw. dritter Annäherung $M = D$ und

$$z = B \quad \text{bzw.} \quad B - z = \frac{4 N_0}{B^2 - 4D}. \tag{5}$$

Unter Einführung der Hilfsgröße O erhält man:

$$O = + \sqrt{(b_1 - b_2)^2 + 4 k^2 b_1 b_2} \tag{6}$$

$$B^2 - 4D = \frac{O^2}{(1 - k^2)^2}$$

$$B - z = \frac{4 \delta_1 \delta_2 (b_1 - b_2)^2 + 4 k^2 (b_1 \delta_2 + b_2 \delta_1)^2}{(1 - k^2) O^2}.$$

Für die Hilfsgrößen F, G und E der Gleichungen I, 7) und I, 13) erhält man hiernach die folgenden Ausdrücke. Es ist

$$f = (b_1 - b_2)(\delta_1 - \delta_2) + 2 k^2 (b_1 \delta_2 + b_2 \delta_1) \tag{7}$$

$$+\sqrt{F} = \frac{f}{(1 - k^2) O}; \quad +\sqrt{G} = \frac{O}{1 - k^2}; \quad E = \frac{2 (b_1 + b_2)}{1 - k^2}$$

III. Berechnung der Dämpfungs- und Winkelfrequenzen.

Für die Dämpfungsfrequenzen δ' und δ'' beider Koppelungsschwingungen, sowie für die Winkelfrequenzen ω' der kurzwelligen und ω'' der langwelligen Koppelungsschwingung erhält man nach dem Vorstehenden aus I, 14) die Ausdrücke:

$$\left.\begin{array}{l|l} \delta' = \dfrac{(\delta_1 + \delta_2) O + f}{2 (1 - k^2) O} & \omega' = \sqrt{\dfrac{b_1 + b_2 + O}{2 (1 - k^2)}} \\[2ex] \delta'' = \dfrac{(\delta_1 + \delta_2) O - f}{2 (1 - k^2) O} & \omega'' = \sqrt{\dfrac{b_1 + b_2 - O}{2 (1 - k^2)}} \end{array}\right\} \tag{8}$$

Für die Ausdrücke von der Form $b_2/\omega'^2 - 1$ erhält man durch Wegschaffen der Wurzel aus dem Nenner einfache Ausdrücke. Es ist:

$$\left.\begin{array}{l|l} 1-\dfrac{b_1}{\omega'^2}=\dfrac{O}{2b_2}\left(1-\dfrac{b_1-b_2}{O}\right) & 1-\dfrac{b_2}{\omega'^2}=\dfrac{O}{2b_1}\left(1+\dfrac{b_1-b_2}{O}\right) \\ \dfrac{b_1}{\omega''^2}-1=\dfrac{O}{2b_2}\left(1+\dfrac{b_1-b_2}{O}\right) & \dfrac{b_2}{\omega''^2}-1=\dfrac{O}{2b_1}\left(1-\dfrac{b_1-b_2}{O}\right) \end{array}\right\} \quad 9)$$

Bei Vernachlässigung von kleinen Größen zweiter Ordnung ist ferner:

$$\Omega' = \omega', \qquad \Omega'' = \omega''. \qquad 10)$$

Für die durch I, 15) definierten Hilfsgrößen Θ' bzw. Δ' erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \Theta' &= \frac{(b_2\delta_1 - b_1\delta_2)[O + (b_1 - b_2 + 2k^2 b_2)]}{2(1-k^2)O} \\ \Theta'' &= \frac{(b_2\delta_1 - b_1\delta_2)[O - (b_1 - b_2 + 2k^2 b_2)]}{2(1-k^2)O} \\ \Delta' &= \frac{O + (b_1 - b_2 + 2k^2 b_2)}{-2(1-k^2)} \\ \Delta'' &= \frac{O - (b_1 - b_2 + 2k^2 b_2)}{2(1-k^2)} \end{aligned}\right\} \quad 11)$$

IV. Berechnung der Amplituden und der Phasenwinkel.

Nach I, 15) ist:

$$\Re' = \Delta' \sqrt{1 + \frac{4\Theta'(\delta' - \delta_2)}{\Delta'^2}}, \quad \Re'' = \Delta'' \sqrt{1 + \frac{4\Theta'(\delta'' - \delta_2)}{\Delta''^2}}.$$

Nach dem Vorstehenden können beide Wurzeln gleich 1 gesetzt werden. Daher ist:

$$\left.\begin{aligned} \frac{b_2}{\omega'^2} - 1 &= \frac{\Re'}{\omega'^2} = \frac{-O}{2b_1}\left(1 + \frac{b_1 - b_2}{O}\right) \\ \frac{b_2}{\omega''^2} - 1 &= \frac{\Re''}{\omega''^2} = \frac{+O}{2b_1}\left(1 - \frac{b_1 - b_2}{O}\right) \end{aligned}\right\} \quad 12)$$

Für die Hilfsgrößen n und S der Gleichung I, 23) erhält man:

$$+\sqrt{B^2 - 4D} = n = \frac{O}{1-k^2}, \quad S = \frac{Qb_1}{O}. \qquad 13)$$

Damit sind sämtliche Amplituden bekannt.

Die in den Ausdrücken der Wechselgrößen vorkommenden Phasenwinkel setzen sich additiv aus drei Winkeln χ, φ und β zusammen.

Nach I, 15) ist:

$$\cos\chi' = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \chi'\right) = \frac{\delta'}{\omega'}, \quad \cos\chi'' = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \chi''\right) = \frac{\delta''}{\omega''}.$$

Da die sin der Winkel $\left(\frac{\pi}{2} - \chi\right)$ klein und die cos positiv sind, so kann man setzen:

$$\chi' = \frac{\pi}{2} - \frac{\delta'}{\omega'} \quad \text{und} \quad \chi'' = \frac{\pi}{2} - \frac{\delta''}{\omega''}. \tag{14}$$

Für die Winkel φ' (und φ'') gilt folgendes. Da die Größen Θ' (und Θ'') klein, da $\Delta'/\mathfrak{R}'$ (und $\Delta''/\mathfrak{R}''$) positiv sind, so sind die sin der Winkel klein, die cos positiv. Daher ist nach I, 20) sowie nach der vorstehenden Gleichung 11):

$$\left.\begin{aligned} \frac{-2\,\Theta'}{\Delta'\,\omega'} &= \varphi' = \frac{+2\,(b_2\,\delta_1 - b_1\,\delta_2)}{\omega'\,O} \\ \frac{-2\,\Theta''}{\Delta''\,\omega''} &= \varphi'' = \frac{-2\,(b_2\,\delta_1 - b_1\,\delta_2)}{\omega''\,O} \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Die von den Anfangsbedingungen abhängigen Winkel β' und β'' erhält man aus den Gleichungen I, 23). Die sin beider Winkel sind klein, der cos von β' ist negativ, der cos von β'' ist positiv. Es ist zweckmäßig

$$\beta' = \pi + \beta_0'$$

zu setzen. Dann ist:

$$\beta_0' = -\frac{\omega'}{n}\left[\frac{C}{\omega'^2} + A - 4\,\delta''\right], \quad \beta'' = \frac{\omega''}{n}\left[\frac{C}{\omega''^2} + A - 4\,\delta'\right].$$

Setzt man hierin die Ausdrücke 1) und 8) ein, so erhält man:

$$\beta_0' = \frac{\omega'}{O}\left[\delta_1\left(1 - \frac{b_2}{\omega'^2}\right) + \delta_2\left(1 - \frac{b_1}{\omega'^2}\right) - \frac{2f}{O}\right],$$

$$\beta'' = \frac{\omega''}{O}\left[\delta_1\left(\frac{b_2}{\omega''^2} - 1\right) + \delta_2\left(\frac{b_1}{\omega''^2} - 1\right) - \frac{2f}{O}\right].$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke 9) und 13) erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \beta_0' &= \frac{O^2(\delta_1 + \delta_2) - 2f(b_1 + b_2) - Of}{2\,\omega'(1 - k^2)\,O^2} \\ \beta'' &= \frac{O^2(\delta_1 + \delta_2) - 2f(b_1 + b_2) + Of}{2\,\omega''(1 - k^2)\,O^2} \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

V. Ausdrücke für die Wechselgrößen.

Für die Amplituden der beiden Koppelungsschwingungen erhält man besonders einfache Ausdrücke durch Einführung der Hilfsgrößen:

$$d = \frac{b_1 - b_2}{+2k\sqrt{b_1 b_2}}, \quad \varDelta = \frac{d}{+\sqrt{1+d^2}}, \quad \zeta = -\sqrt{\frac{C_2}{C_1(1+d^2)}}. \qquad 17)$$

Für die Phasenwinkel ist es zweckmäßig, Bezeichnungen einzuführen, welche sich von den in der ersten Arbeit gebrauchten um ganze Vielfache von $\pi/2$ unterscheiden und sämtlich kleine Größen darstellen, die sich aus den Winkeln χ (14), φ (15) und β (16) berechnen lassen. Man setze:

$$\left.\begin{array}{ll|l}
\alpha_0' = \beta_0' + \varphi' & & \alpha_0'' = \beta'' + \varphi'' \\
\gamma_0' = \beta_0' + \varphi' + \delta'/\omega' & & \gamma_0'' = \beta'' + \varphi'' + \delta''/\omega'' \\
\eta_0' = \beta_0' + \varphi' + 2\delta'/\omega' & & \eta_0'' = \beta'' + \varphi'' + 2\delta''/\omega'' \\
\beta_0' = \beta_0' & & \beta_0'' = \beta'' \\
\varepsilon_0' = \beta_0' + \delta'/\omega' & & \varepsilon_0'' = \beta'' + \delta''/\omega'' \\
\vartheta_0' = \beta_0' + 2\delta'/\omega'' & & \vartheta_0'' = \beta'' + 2\delta''/\omega''
\end{array}\right\} \qquad 18)$$

Die momentanen Ladungen q_1 bzw. q_2, die momentanen Stromstärken i_1 bzw. i_2, die momentanen Änderungsgeschwindigkeiten i_1' bzw. i_2' haben in zwei Schwingungskreisen bei mittleren Koppelungsgraden und kleinen Eigendämpfungsfrequenzen die Werte:

$$\left.\begin{array}{l}
q_1 = \frac{1}{2}Q[\quad (1+\varDelta)e^{-\delta' t}\cos(\omega' t + \alpha_0') + \quad (1-\varDelta)e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t + \alpha_0'')] \\
i_1 = \frac{1}{2}Q[\omega'(1+\varDelta)e^{-\delta' t}\sin(\omega' t + \gamma_0') + \omega''(1-\varDelta)e^{-\delta'' t}\sin(\omega'' t + \gamma_0'')] \\
i_1' = \frac{1}{2}Q[\omega'^2(1+\varDelta)e^{-\delta' t}\cos(\omega' t + \eta_0') + \omega''^2(1-\varDelta)e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t + \eta_0'')] \\
\hline
q_2 = \frac{1}{2}\zeta Q[\quad e^{-\delta' t}\cos(\omega' t + \beta_0') - \quad e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t + \beta_0'')] \\
i_2 = \frac{1}{2}\zeta Q[\omega' \, e^{-\delta' t}\sin(\omega' t + \varepsilon_0') - \omega'' \, e^{-\delta'' t}\sin(\omega'' t + \varepsilon_0'')] \\
i_2' = \frac{1}{2}\zeta Q[\omega'^2 e^{-\delta' t}\cos(\omega' t + \vartheta_0') - \omega''^2 e^{-\delta'' t}\cos(\omega'' t + \vartheta_0'')]
\end{array}\right\} \qquad 19)$$

Es ist bekannt, daß man durch Änderung des Koppelungsgrades k das Verhältnis der Winkelfrequenzen der beiden Koppelungsschwingungen ändern und so günstige Löschbedingungen für die Zischfunkenstrecke des Primärkreises schaffen kann.

Aus den Gleichungen 19) und 17) ergibt sich folgendes. Durch Verstimmen beider Kreise kann man das Ver-

hältnis der Amplituden $1 + \Delta$ der langwelligen und $1 - \Delta$ der kurzwelligen Koppelungswelle ändern und somit günstigere Löschbedingungen herstellen als nur durch Änderung des Koppelungsgrades. Diese Möglichkeit wird in der nächsten Arbeit behandelt werden.

VI. Berechnung der Wechselgrößen.

Die Berechnung der Wechselgrößen nach den Gleichungen 18) und 19) kann unter Benutzung

entweder 1.: der Gleichung 6), 7), 8), 15), 16) und 17),
oder 2.: der Gleichung 20), 21), 22), 23) und 24)

erfolgen. Die zweite Gruppe von Gleichungen hat vor der ersten den Vorzug, eine bequemere Behandlung gewisser Spezialfälle (z. B. β klein gegen 1, $\delta_2 = 0$) zu ermöglichen. Man erhält die zweite Gruppe aus der ersten, indem man setzt

$$b_1 = b(1+\beta), \qquad b_2 = b(1-\beta)$$

und berechnet:

die Eigenschwingungsfrequenzen

$$O_1 = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_2}} \quad \text{und} \quad O_2 = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2}};$$

den **Verstimmungsgrad**

$$\beta = \frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2};$$

den Mittelwert der Eigenschwingungsquadrate

$$b = {}^1/_2(b_1 + b_2) = {}^1/_2(O_1^2 + O_2^2);$$

den **Unabhängigkeitsgrad**

$$c = \frac{1-k^2}{k^2};$$

die Hilfsgrößen

$$f_1 = \frac{1+\beta c}{+\sqrt{1+\beta^2 c}}, \qquad f_2 = \frac{1-\beta c}{+\sqrt{1+\beta^2 c}};$$

$$g_1 = \frac{1-\beta^2 c + 2\beta c}{1+\beta^2 c}, \qquad g_2 = \frac{1-\beta^2 c - 2\beta c}{1+\beta^2 c}. \tag{20}$$

Dann ist

$$\Delta = \frac{\beta}{+k\sqrt{1+\beta^2 c}} \quad \text{und} \quad \zeta = -\sqrt{\frac{C_2(1-\beta^2)}{C_1(1+\beta^2 c)}} \tag{21}$$

Für die Dämpfungsfrequenzen erhält man

$$\left.\begin{aligned}\delta' &= \frac{1}{2(1-k^2)}\left[\delta_1(1+kf_1)+\delta_2(1+kf_2)\right],\\ \delta'' &= \frac{1}{2(1-k^2)}\left[\delta_1(1-kf_1)+\delta_2(1-kf_2)\right].\end{aligned}\right\} \qquad 22)$$

Für die Winkelfrequenzen findet man

$$\omega' = +\sqrt{b}\sqrt{\frac{1+k\sqrt{1+\beta^2 c}}{1-k^2}}, \quad \omega'' = +\sqrt{b}\sqrt{\frac{1-k\sqrt{1+\beta^2 c}}{1-k^2}} \qquad 23)$$

Die Phasenwinkel berechnen sich aus 18) und aus den Ausdrücken

$$\left.\begin{aligned}\varphi' &= \frac{\delta_1(1-\beta)-\delta_2(1+\beta)}{+\omega' k\sqrt{1+\beta^2 c}}, \quad \varphi'' = \frac{\delta_1(1-\beta)-\delta_2(1+\beta)}{-\omega'' k\sqrt{1+\beta^2 c}}\\ \beta'_0 &= \frac{\delta_1(g_1+kf_1)+\delta_2(g_2+kf_2)}{-2\omega'(1-k^2)}, \quad \beta'' = \frac{\delta_1(g_1-kf_1)+\delta_2(g_2-kf_2)}{-2\omega''(1-k^2)}\end{aligned}\right\} 24)$$

Führt man obige Ausdrücke in die Gleichung 19) ein und setzt $t = 0$, so erhält man, wie vorausgesetzt war, $q_1 = Q$, $i_1 = q_2 = i_2 = 0$.

Eine thermodynamische Beziehung zwischen Konzentration und spezifischer Wärme hochverdünnter Lösungen und der Temperaturkoeffizient von Konzentrationselementen;

von Karl Czukor.

(Eingegangen am 21. Februar 1914.)

Im Jahre 1895 machte ALF. SINDING LARSEN folgende Beobachtung[1]). Läßt man eine heiße Chlornatriumlösung in einem Becherglase erkalten, so treten während der Abkühlung in der Lösung eine Menge scharf abgegrenzter, anscheinend horizontaler Schichten auf, die in dem Maße, wie die Abkühlung fortschreitet nach und nach verschwinden. LARSEN suchte die notwendigen Bedingungen für das Auftreten der Schichten aufzufinden und stellte fest, daß die Schichten ohne Konzentrationsgefälle und Temperaturwechsel nicht vorhanden sind.

LARSEN wiederholte den Versuch unter verschiedenen Versuchsbedingungen, bei denen er ausschließlich mit einem horizontalen Temperaturgradienten arbeitete. Die auftretenden Schichten waren dann keineswegs horizontal, sondern bildeten mit der Horizontale kleinere oder größere Winkel. Das Auftreten der Schichten erschien LARSEN physikalisch unverständlich, darum nahm er an, daß eine Lösung von ungleicher Konzentration aus verschiedenen Schichten ungleicher molekularer Struktur besteht.

Ich wiederholte die LARSENschen Versuche mit einem vertikalen Temperaturgradienten und fand, daß es möglich sei, dies scheinbar singuläre Phänomen physikalisch, und zwar durch die Wechselwirkung der Diffusion und der Wärmeleitung zu erklären. Ich beabsichtige, nach Abschluß meiner Versuche einen ausführlicheren Bericht über den Mechanismus der Schichtbildung zu geben. Indessen möchte ich schon jetzt einige theoretische Erörterungen über quantitative Gesetzmäßigkeiten zwischen den physikalischen Konstanten der Schichten (Dichte, Temperatur)

---

[1]) Ann. d. Phys. **9**, 1902.

mitteilen. Ich führte ceteris paribus folgenden Kreisprozeß durch, dessen Resultat unabhängig von den Schichten besteht.

Es sei gegeben eine hochverdünnte Lösung, die das VAN 'T HOFFsche Gesetz befolgt. Ihre Temperatur und Konzentration sei T_1 bzw. c_1. Wir lassen sie isotherm und reversibel auf die geringere Konzentration c_2 sich ausdehnen, womit man nach bekannten Sätzen die Arbeit

$$A_1 = R \,.\, T_1 \log \frac{c_1}{c_2} \tag{1}$$

gewinnen kann. Nun erwärmen wir die Lösung bei konstant gehaltenem Volumen auf die Temperatur T_2; die dazu nötige Wärmezufuhr beträgt in Arbeitseinheiten:

$$Q_1 = J \,.\int_{T_1}^{T_2} c_v'' \,.\, dT, \tag{2}$$

wo J das mechanische Wärmeäquivalent bedeutet. Mit genügender Annäherung kann man

$$Q_1 = J \,.\, c_v (T_2 - T_1) \tag{2a}$$

setzen. Nun kehren wir den Prozeß um und lassen durch isotherme Destillation so viel Lösungsmittel verdampfen, daß die Konzentration wieder auf c_2 anwächst. Die aufgewendete Arbeit ist dann:

$$A_2 = R \,.\, T_2 \log \frac{c_2}{c_1} < 0. \tag{3}$$

Durch Abkühlung auf die Anfangstemperatur — abgegebene Wärmemenge $= J \,.\, c_v' (T_1 - T_2) < 0$ — schließt sich der Kreisprozeß.

Nun fordert das Energieprinzip, daß

$$\Sigma A = U_2 - U_1$$

sei; weil aber der ganze Prozeß ohne Änderung der inneren Energie verläuft, haben wir:

$$\Sigma A = A_1 + Q_1 + A_2 + Q_2 = 0. \tag{4}$$

Hieraus ergibt sich:

$$R \,.\log \frac{c_1}{c_2} = J \,.\, (c_v'' - c_v').$$

Der zweite Satz der Wärmetheorie verlangt, daß die linke Seite positiv sei, was erfüllt ist, wenn $c_v'' > c_v'$. Wir gelangen also zu

dem Resultat, daß die spezifische Wärme der verdünnten Lösung größer ist als die der Konzentration. Dies bestätigt auch die Erfahrung.

Um die so erhaltene Gleichung

$$\frac{c_1}{c_2} = e^{\frac{J(c_v'' - c_v')}{R}} \qquad a)$$

einer experimentellen Prüfung zu unterwerfen, muß man mit hochverdünnten Lösungen operieren, die das Gasgesetz befolgen; die bisherigen Messungen sind bei konzentrierten Lösungen durchgeführt. Die Gesetzmäßigkeit aber, die die Gleichung a) ausdrückt, daß die Änderung der spezifischen Wärme mit der Konzentration der Formel gehorcht — unabhängig von der chemischen Natur — beweisen die folgenden von THOMSEN[1]) herrührenden Zahlen.

Gelöste Stoffe	n	Γ	$\Gamma_{c_1} - \Gamma_{c_2}$
H_2SO_4	100 200	0.956 0.977	0.021
HN_3	100 200	0.963 0.982	0.019
$C_4H_6O_6$	100 200	0.952 0.975	0.023
KOH	100 200	0.954 0.975	0.021
NaOH	100 200	0.968 0.983	0.025
$NaNO_3$	100 200	0.950 0.975	0.025
HNO_3	100 200	0.942 0.966	0.024

Hier bedeutet n die Anzahl der auf ein Mol gelösten Stoffes kommenden Wassermolen; Γ die spezifische Wärme, also $\Gamma_{c_1} - \Gamma_{c_2}$ die Differenz der spezifischen Wärmen für zwei Konzentrationen. Wie man sieht, ist die letzte Spalte nahezu konstant. Ich beabsichtige, die Gleichung a) im Falle hochverdünnter Lösungen einer eingehenden Untersuchung zu unterwerfen.

[1]) THOMSEN, Thermochemische Untersuchungen 1, 45.

Im übrigen führt der obige Kreisprozeß zu einer interessanten Anwendung, wenn wir ihn mit Elektrolyten durchgeführt denken. Die erste Arbeitsleistung beträgt dann:

$$\frac{E_1}{\frac{u_1 - v_1}{u_2 + v_2}},$$

wo u_1 und v_1 die Beweglichkeit der Anionen und Kationen bezeichnen, E_1 ist die elektromotorische Kraft der Konzentrationskette. Wenn wir voraussetzen, daß die folgende Temperaturänderung unendlich klein sei und inzwischen die Beweglichkeiten ungeändert bleiben, so bekommt man durch Einsetzen in die Gleichung 4) für den Temperaturkoeffizienten der Konzentrationskette:

$$\frac{dE}{dT} = c_v'' - c_v';$$

oder, wenn die Änderung der spezifischen Wärme mit der Temperatur vernachlässigt werden kann:

$$\frac{E_2 - E_1}{T_2 - T_1} = c_v'' - c_v'.$$

Ich beabsichtige, auch diese einfache Formel experimentell zu prüfen; da es aber zweifelhaft ist, ob ich in nächster Zeit hierzu in der Lage sein werde, möchte ich die Formel schon jetzt bekannt geben.

Budapest, II. Physikalisches Institut der Universität.

Messungen der elektrischen Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre bis 9000 m Höhe;

von Albert Wigand.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. Februar 1914.)
(Vgl. oben S. 169.)
(Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abhandlung 11.)

Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft im bemannten Freiballon hat GERDIEN[1]) einen brauchbaren Apparat angegeben und zu erfolgreichen Messungen benutzt. Es zeigte sich, daß die Leitfähigkeit, nach beträchtlichen Schwankungen in den untersten 1000 m, darüber mit der Höhe erheblich zunimmt und in 5760 m Höhe den Wert $13{,}65 \times 10^{-4}$ ESE, in 6000 m $20{,}6 \times 10^{-4}$ erreichen kann; das ist der 22fache Betrag des Potsdamer[2]) Mittelwertes für normale Tage ($\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = 0{,}95 \times 10^{-4}$ ESE, Seehöhe 85 m). In Davos[3]) (Seehöhe 1600 m) wurde die Leitfähigkeit etwa dreimal so groß wie in Potsdam gefunden ($2{,}8 \times 10^{-4}$ ESE).

Die wenigen Messungen in höheren Luftschichten bedürfen in Anbetracht der großen Bedeutung, die der Leitfähigkeit für den elektrischen Zustand der Atmosphäre zukommt, und zur Aufklärung ihrer Ursachen der Nachprüfung, besonders aber der Ausdehnung auf größere Höhen als 6000 m. Die neuen Bestimmungen der Leitfähigkeit im Ballon, über die hier zu berichten ist, sind bei zwei Fahrten (Nr. 2 und 4) mit 6300 und 9005 m Maximalhöhe von mir, ferner auf meine Veranlassung hin bei einem Aufstieg (Nr. 3) bis 8510 m Höhe von Herrn G. LUTZE (Brüssel) und außerdem bei einer gemeinsamen Fahrt (Nr. 1) bis 5400 m Höhe von Herrn H. BONGARDS (Lindenberg) ausgeführt worden.

Bei der letztgenannten Fahrt (es war zeitlich die erste) wurde ein dem Lindenberger Aeronautischen Observatorium gehöriger

---

[1]) H. GERDIEN, Gött. Nachr. 1905, S. 240, 258 und 447; Phys. ZS. 6, 800, 1905.

[2]) K. KÄHLER, Phys. ZS. 13, 1216, 1912.

[3]) C. DORNO, Licht und Luft des Hochgebirges, Braunschweig 1911, S. 79.

älterer GERDIENscher Apparat verwendet, in dem das Blattelektrometer durch ein WULFsches Zweifadenelektrometer ersetzt war. Für die drei anderen Aufstiege überließ uns Herr G. BERNDT (Charlottenburg) in dankenswertem Entgegenkommen einen ihm gehörigen Leitfähigkeitsapparat, der gegenüber der ursprünglichen GERDIENschen Form einige Änderungen aufweist: Zunächst ist statt des Blattelektrometers ein WULFsches Zweifadenelektrometer eingebaut. Ein achtflügeliger Aspirator erzeugt eine genügend konstante Luftgeschwindigkeit auf dem ganzen Querschnitt des Zylinderkondensators, so daß die Anbringung eines Querdrahtnetzes nicht nötig ist.

Wenn als Anfangsspannung 160 Volt nicht erheblich überschritten werden, genügen in geringeren Höhen ein bis zwei Umdrehungen der Handkurbel in der Sekunde zur Erzielung einer hinreichenden Luftgeschwindigkeit im Kondensator. In Höhen über 6000 m muß man aber die Anzahl der Umdrehungen in der Sekunde auf drei bis vier steigern, was recht mühsam ist. Der Handantrieb soll daher durch ein mechanisches Werk ersetzt werden. Versehentlich wurde bei der Fahrt Nr. 3 die Kurbel für die Versuchsreihe über 8000 m Höhe im Verhältnis zur Zerstreuungsspannung zu langsam umgedreht (bei 200 Volt Anfangsspannung nur ein bis zwei Umdrehungen in der Sekunde), wodurch diese Leitfähigkeitswerte zu klein ausgefallen sind.

Wenn der Ballon relativ zur umgebenden Luft eine erhebliche Eigenladung besitzt, werden die Leitfähigkeitsmessungen gestört. Dies kann eintreten bei schneller Höhenänderung oder bei Ausgabe von trockenem Sandballast. Die Eigenladung verliert sich zwar, wenn der Ballon in einer Gleichgewichtslage gehalten wird, nach einiger Zeit von selbst. Es ist aber zweckmäßig, diesen Vorgang zu besserer Ausnutzung der Zeit durch Anbringung eines Ausgleichers am Korbe zu beschleunigen. Wir benutzten dazu gelegentlich die lichtelektrische Wirkung der Sonnenstrahlung auf frisch geschmirgelte Magnaliumbleche. Bei den Fahrten Nr. 1, 3 und 4 waren ständig tropfende Gummisäcke mit Calciumchloridlösung, wie sie auch bei den von Herrn EVERLING ausgeführten, gleichzeitigen Messungen des Potentialgefälles verwendet wurden, außen am Ballonkorb angebracht. Die dauernde Beobachtung des Potentialgefälles gestattete eine gute Kontrolle der Ausgleichung des Ballons.

Für die Fahrt Nr. 2 kam ein Ausgleicher nicht zur Anwendung, denn die Leitfähigkeitsmessungen mußten in dem reichhaltigen Arbeitsprogramm den Messungen der ultravioletten Sonnenstrahlung und der durchdringenden Strahlung nachstehen und konnten deshalb auch nicht bis zur Maximalhöhe ausgedehnt werden. Die bei dieser Fahrt beobachteten Werte der Leitfähigkeit dürften jedoch trotz des fehlenden Ausgleichers brauchbar sein, da sie in meist länger dauernden Gleichgewichtslagen des Ballons gewonnen wurden.

Die Korrektion für λ_+ wegen des radioaktiven Beschlags auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper ist nicht angebracht

Tabelle 1. 12. Juli 1913, Fahrt Nr. 1.

Zeit	Seehöhe m	$\lambda_+ . 10^4$	$\lambda_- . 10^4$	$\lambda . 10^4$	q	Bemerkungen
7a 41	85	—	0,454	—	—	Bitterfeld
8a 6		0,468	—	—	—	
				0,922	1,03	
8a 54	450	—	0,182	—	—	Dunst in Ballonhöhe
9a 6		0,106	—	—	—	
				0,288	0,58	
10a 30	2200	—	0,991	—	—	Eiskristalle im Korb, Schneeflocken
10a 36		1,118	—	—	—	
				2,109	1,13	
11a 13	3000	—	3,516	—	—	Schneetreiben, im Stratus
11a 16		4,307	—	—	—	
				7,823	1,22	
11a 32	3350	—	0,512	—	—	
·11a 39		2,090	—	—	—	
				2,602	4,08	
12p 16	4550	—	1,292	—	—	Im Altostratus
12p 22		1,179	—	—	—	
				2,471	0,91	
12p 33	5100	—	9,50	—	—	Über dem Altostratus
12p 37		6,64	—	—	—	
				16,14	0,70	
12p 51	5200	—	10,27	—	—	Über dem Altostratus
1p 4	5400	6,21	—	—	—	
	5300	—	—	16,48	0,60	
1p 25	4300	—	2,749	—	—	Zwischen Stratus und Altostratus
1p 30		3,624	—	—	—	
				6,373	1,32	

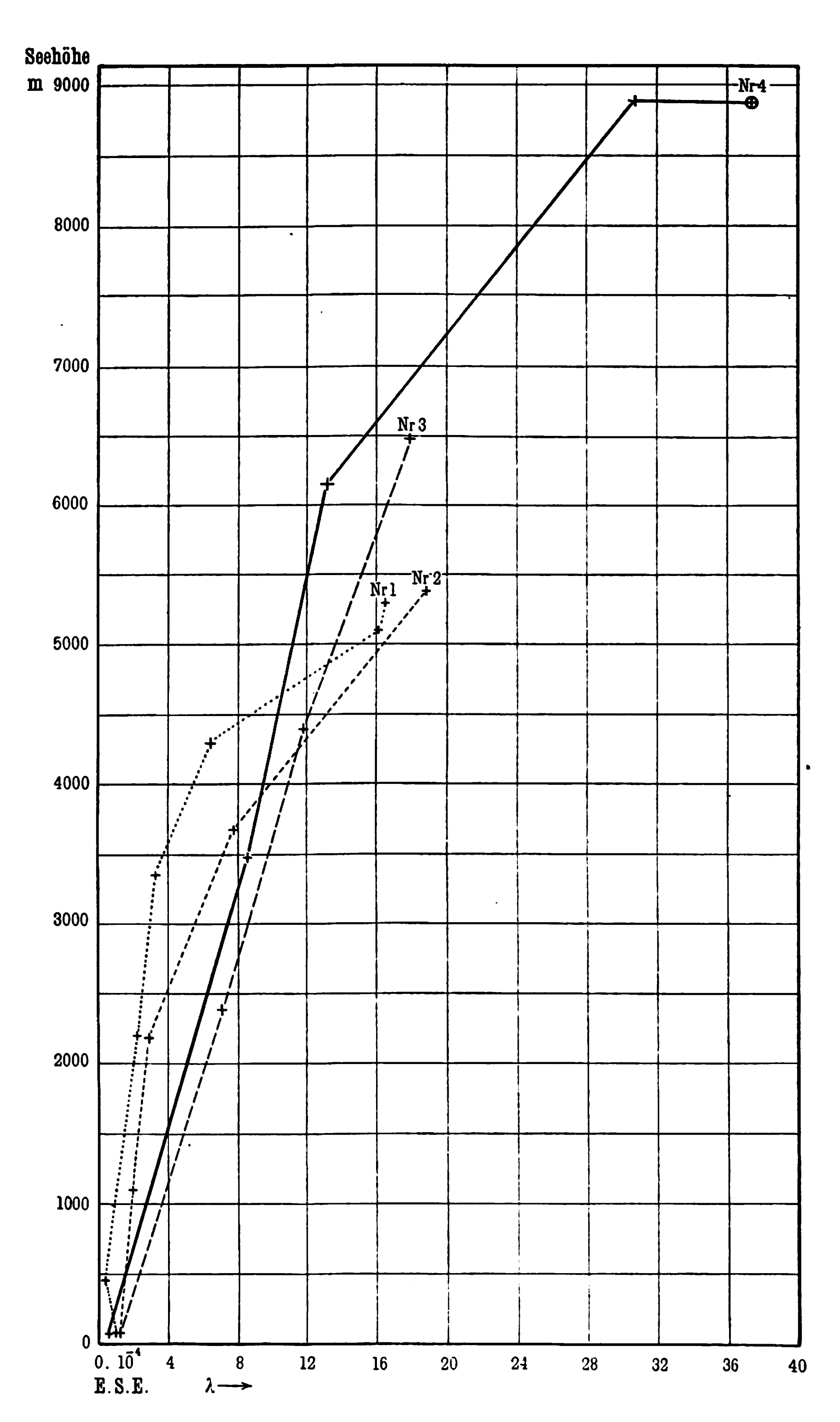
worden, da wir ihre Größe für die verschiedenen Erhebungen über dem Boden noch nicht kennen. Am Erdboden wird λ_+ durch die Wirkung der niedergeschlagenen radioaktiven Zerfallsprodukte um 5 bis 10 Proz. zu hoch.

In den Tabellen 1 bis 4 sind die Leitfähigkeitsbeobachtungen der vier Ballonfahrten kurz zusammengestellt. Eine ausführliche Publikation zusammen mit den gleichzeitigen meteorologischen Beobachtungen und eine nähere Diskussion der Resultate wird an anderer Stelle erfolgen. Die Berechnung des vertikalen Leitungsstromes aus den beobachteten Leitfähigkeiten kann erst stattfinden, wenn an Herrn Everlings gleichzeitigen Beobachtungen des Potentialgefälles die noch fehlende Absolutreduktion angebracht ist.

Die Figur zeigt, wie nach den Beobachtungen bei den vier Aufstiegen die Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre mit der

Tabelle 2. 27. Juli 1913, Fahrt Nr. 2.

Zeit	Seehöhe m	$\lambda_+ . 10^4$	$\lambda_- . 10^4$	$\lambda . 10^4$	q	Bemerkungen
6h 50	85	—	0,453	—	—	Bitterfeld, Dunstschicht
6h 55		0,656	—	—	—	
				1,109	1,45	
8h 40	1120	1,076	—	—	—	Dunstschicht
8h 47	1105	—	1,597	—	—	
8h 50	1055	—	0,851	—	—	
8h 53	1095	—	0,754	—	—	
8h 56	1065	0,474	—	—	—	
	1090	0,775	1,067	1,842	0,73	(Mittel)
9h 37	2205	0,773	—	—	—	Niveau der Cumulusköpfe über Dunstgrenze; zweite Dunstgrenze in 2500 m Höhe
9h 42	2205	—	2,067	—	—	
9h 45	2265	—	2,740	—	—	
9h 53	2145	0,411	—	—	—	
9h 56	2075	0,432	—	—	—	
	2180	0,539	2,404	2,943	0,22	(Mittel)
10h 29	3675	2,228	—	—	—	In der Höhe der durchbrechenden Gewittercumuli (Cu-Ni)
10h 33	3685	—	5,078	—	—	
10h 36	3675	—	4,672	—	—	
10h 40	3665	3,456	—	—	—	
	3675	2,842	4,875	7,717	0,58	(Mittel)
11h 25	5355	10,55	—	—	—	Über dem Niveau der Cu-Ni
11h 32	5415	—	8,27	—	—	
	5385	—	—	18,82	1,28	



Seehöhe
m 9000
8000
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
0. 10⁻⁴
4
8
12
16
20
24
28
32
36
40
E.S.E.
λ ⟶
Nr 1
Nr 2
Nr 3
Nr 4

Tabelle 3. 4. August 1913, Fahrt Nr. 3.

Zeit	Seehöhe m	$\lambda_+ \cdot 10^4$	$\lambda_- \cdot 10^4$	$\lambda \cdot 10^4$	q	Bemerkungen
6ª 19	85	0,703	—	—	—	Bitterfeld
6ª 23		0,573	—	—	—	
6ª 28		—	0,474	—	—	
6ª 33		—	0,412	—	—	
		0,638	0,443	1,081	1,44	(Mittel)
8ª 19	2275	2,913	—	—	—	Dunstgrenze über Cu-Niveau, später Cu-Ni (Gewitter)
8ª 26	2380	1,898	—	—	—	
8ª 34	2320	—	3,925	—	—	
8ª 40	2560	—	5,241	—	—	
	2385	2,406	4,583	6,989	0,52	(Mittel)
9ª 16	4245	5,12	—	—	—	
9ª 28	4530	—	6,61	—	—	
	4385	—	—	11,73	0,77	
10ª 7	6430	8,02	—	—	—	
10ª 11	6500	7,74	—	—	—	
10ª 15	6430	—	6,85	—	—	
10ª 18	6550	—	13,09	—	—	
	6480	7,88	9,97	17,85	0,79	(Mittel)
11ª 16	8295	13,62	—	—	—	
11ª 20	8420	9,56	—	—	—	
11ª 26	8420	—	8,00	—	—	
11ª 30	8355	—	7,31	—	—	
11ª 37	8265	15,24	—	—	—	
	8345	15,24	8,00	23,24	1,90	(Höchstwert)
	8350	12,81	7,66	20,47	1,67	(Mittel)
2ᵖ 45	200	0,497	—	—	—	Liebenwerda

Höhe beschleunigt zunimmt. Bei der Hochfahrt am 9. September 1913 (Nr. 4) war die größte, in 8865 m Seehöhe gemessene Leitfähigkeit ($\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = 37{,}3 \times 10^{-4}$ ESE) 68mal so groß wie die gleichzeitig am Erdboden herrschende ($0{,}55 \times 10^{-4}$ ESE), die allerdings durch Bodennebel etwas erniedrigt war. Der Potsdamer Mittelwert für normale Tage ist $^1/_{89}$ des beobachteten Maximalwertes.

Wenn die auf den positiven und negativen Ionen beruhenden Leitfähigkeiten λ_+ und λ_- gesondert betrachtet werden, so ergeben sich in den verschiedenen Höhen interessante Beziehungen zwischen dem beobachteten Überwiegen der Leitfähigkeit eines Vorzeichens (Unipolarität $q = \lambda_+/\lambda_-$, räumliche Ladungsdichte) und der

Tabelle 4. 9. September 1913, Fahrt Nr. 4.

Zeit	Seehöhe m	$\lambda_+ . 10^4$	$\lambda_- . 10^4$	$\lambda . 10^4$	q	Bemerkungen
6ᵃ 23	85	0,394	—	—	—	Bitterfeld, schwacher Bodennebel
6ᵃ 28		0,441	—	—	—	
6ᵃ 35		—	0,337	—	—	
6ᵃ 40		—	0,224	—	—	
		0,417	0,280	0,697	1,49	(Mittel)
9ᵃ 11	3490	4,83	—	—	—	Dunst, später in 2000 m Cu
9ᵃ 16	3470	—	3,93	—	—	
9ᵃ 21	3480	—	3,74	—	—	
	3480	4,83	3,84	8,57	1,26	(Mittel)
10ᵃ 48	6220	6,84	—	—	—	
10ᵃ 54	6230	6,32	—	—	—	
10ᵃ 59	6000	—	6,59	—	—	
	6150	6,58	6,59	13,17	1,00	(Mittel)
12ᵖ 25	8800	18,14	—	—	—	
12ᵖ 29	8930	—	19,09	—	—	
12ᵖ 33	8930	—	19,14	—	—	
12ᵖ 39	8970	13,39	—	—	—	
1ᵖ 18	8870	11,94	—	—	—	
1ᵖ 25	8770	—	10,40	—	—	
	8865	18,14	19,14	37,28	0,95	(Höchstwert)
	8880	14,49	16,21	30,70	0,89	(Mittel)
5ᵖ 29	50	0,232	—	—	—	Stargard
5ᵖ 35		—	0,169	—	—	
				0,401	1,37	

Bildung und Auflösung von Wolken, besonders von Gewitterwolken. Dies soll, im Zusammenhang mit der allgemeinen Wetterlage und den meteorologischen Elementen, noch näher diskutiert werden, wenn erst ein größeres Beobachtungsmaterial vorliegt. Eine erhebliche Bedeutung wird man den starken Änderungen der beobachteten Unipolarität nicht zusprechen können wegen der großen Empfindlichkeit des q-Wertes für Eigenladungen des Ballons, die jedoch für die Gesamtleitfähigkeit $\lambda_+ + \lambda_- = \lambda$ weniger in Betracht kommen.

Die Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe ist zum Teil auf Rechnung der bei Luftdruckerniedrigung zunehmenden **Beweglichkeit der Ionen** zu setzen. Gerdien[1]) hat gefunden, daß in

[1]) H. Gerdien, Gött. Nachr. 1903, S. 383; 1904, S. 277.

der freien Atmosphäre in einigen 1000 m Höhe die Ionenbeweglichkeit größer ist, als sie nach dem im Laboratorium festgestellten Gesetz der umgekehrten Proportionalität von Beweglichkeit und Luftdruck sein sollte. Eingehender ist diese Tatsache mit ihren Ursachen noch nicht verfolgt worden. Es müssen hierbei die in größeren Höhen herrschenden Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse, vielleicht auch das Vorkommen mehrfacher Ionenladungen in Betracht gezogen werden.

Zu einem anderen Teil ist es aber jedenfalls eine erhöhte Anzahl von Ionen, die in größeren Höhen die Leitfähigkeit der Luft vermehrt. Nähere Untersuchungen hierüber, wie über die Wirksamkeit der verschiedenen in Betracht kommenden Ionisatoren fehlen ebenfalls noch.

Die Form der Leitfähigkeitskurve ergibt eine beschleunigte Zunahme von λ mit der Höhe. Eine ähnliche Form hat in Höhen über 4000 m die Kurve der Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung, die ich bei einer Hochfahrt mit 9425 m Maximalhöhe auf lichtelektrischem Wege bestimmte, und auch die von Herrn KOLHÖRSTER[1]) bei unseren gemeinsamen Ballonfahrten bis zu 6300 m Höhe ermittelte Kurve der durchdringenden Strahlung, was auf einen schon von vornherein denkbaren ursächlichen Zusammenhang hinweist. Inwieweit die ultraviolette Sonnenstrahlung nach ihrer spektralen Qualität und Intensität, die durchdringende Strahlung quantitativ für die Ionisation der höheren Luftschichten wirksam sind, bleibt der Untersuchung noch vorbehalten. Wir hoffen, über diese Fragen der Ionisatoren, Ionisation und Ionenbeweglichkeit in größeren Höhen bald weitere Aufschlüsse zu erlangen und die Beobachtungen auch noch in Höhen über 9000 m auszudehnen.

Halle S., im Februar 1914.

---

[1]) W. KOLHÖRSTER, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1111, 1913; Phys. ZS. **14**, 1153, 1913.

Messungen des elektrischen Spannungsgefälles in der freien Atmosphäre bei 9000 m Höhe;

von E. Everling.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. Februar 1914.)
(Vgl. oben S. 169).
(Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abhandlung 12.)

Das luftelektrische Spannungsgefälle in der freien Atmosphäre ist schon wiederholt, meist im Freiballon, gemessen worden. In größeren Höhen von 3000 bis 6000 m haben Börnstein[1]), Baschin[1]), Le Cadet[1]), Gerdien[2]) und Linke[3]) solche Beobachtungen angestellt. Es hat sich dabei ergeben, daß das Potentialgefälle mit zunehmender Höhe abnimmt. Am Boden hat es einen örtlich-zeitlichen Mittelwert von etwa 100 Volt/m, in 1500 m beträgt es 25 Volt/m und ist in 4000 m auf etwa 10 Volt/m gesunken. Nach Gerdiens Messungen kann in 5760 m Höhe ein Potentialgefälle von 2,9 Volt/m herrschen. Bei zwei anderen Fahrten fand Gerdien in 5900 m 8,5 Volt/m, in 6030 m 7,9 Volt/m, also im Mittel etwa 8 Volt/m für 6000 m Höhe.

Es erschien nun wünschenswert, diese Messungen nachzuprüfen und in noch größere Höhen hinauf auszudehnen. Nachdem zunächst nur geplant war, Messungen des Potentialgefälles im Ballon als Parallelbeobachtungen zu den Untersuchungen über die luftelektrische Empfangsstörung der drahtlosen Telegraphie und die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen[4]) zu veranstalten, trat späterhin die Frage in den Vordergrund, ob und in welcher Weise sich das Potentialgefälle mit zunehmender Höhe dem Werte Null nähert.

Um der Beantwortung dieser Frage näher zu kommen, unternahm ich im Herbst 1913 zwei Hochfahrten, von denen die eine,

---

[1]) Vgl. R. Börnstein in „Wissenschaftl. Luftfahrten" von R. Assmann und A. Berson, Bd. 3, S. 271. Braunschweig 1900.

[2]) H. Gerdien, Nachr. d. K. Ges. d. Wiss., Göttingen, math.-phys. Kl., 1904, S. 277 (286) und 1905, S. 258, 447.

[3]) F. Linke, ebenda 1904, S. 5.

[4]) Vgl. A. Wigand und G. Lutze, sowie G. Lutze und E. Everling, Abh. d. Naturf. Ges. Halle 1913, Nr. 2 und 3.

mit Herrn LUTZE als Begleiter, bis 8520 m, die andere, gemeinsam mit Herrn WIGAND, auf 9005 m Höhe führte. Die genannten Herren stellten während meiner Spannungsmessungen Beobachtungen der luftelektrischen Leitfähigkeit[1]) an.

Bei der Ausführung dieser Versuche war es wegen der vielen Nebenarbeiten, die mit der Führung einer Hochfahrt verknüpft sind, erwünscht, die Apparatur möglichst zu vereinfachen. Ich verzichtete daher auf die Verwendung zweier Kollektoren zur Messung des Potentialgefälles und bestimmte lediglich die Spannungsdifferenz zwischen dem Ballon und einem einzigen Kollektor mit Hilfe eines Zweifadenelektrometers nach WULF. Zu diesem Zweck wurde der Ballonkorb mit Drähten umzogen; um den Äquator der Hülle wurde ein Drahtring gelegt, von dem an mehreren Stellen Leitungen zum Korbe führten. Dadurch ließ es sich erreichen, daß der Ballon auch bei trockenem Wetter einen eindeutig definierten Leiter darstellte. Um den Ballon mit dem umgebenden elektrischen Feld der Atmosphäre auszugleichen, wurden außen am Korbe ständig tropfende Säcke aus Ballongummistoff angebracht, mit 15 Liter von etwa 42,3 proz. Calciumchloridlösung gefüllt, deren Gefrierpunkt nahezu bei — 55° liegt. Der Ballon nimmt dann dauernd die Spannung derjenigen Äquipotentialfläche an, die durch eine untere Korbecke geht, wo die Tropfstelle der Gummisäcke liegt. Ferner wurde dafür Sorge getragen, daß keine Gegenstände unter dem Korbboden hinabhingen, und daß der Meteorograph und das Psychrometer, die beide außerhalb des Korbes angebracht werden, von jener Ecke möglichst weit entfernt waren.

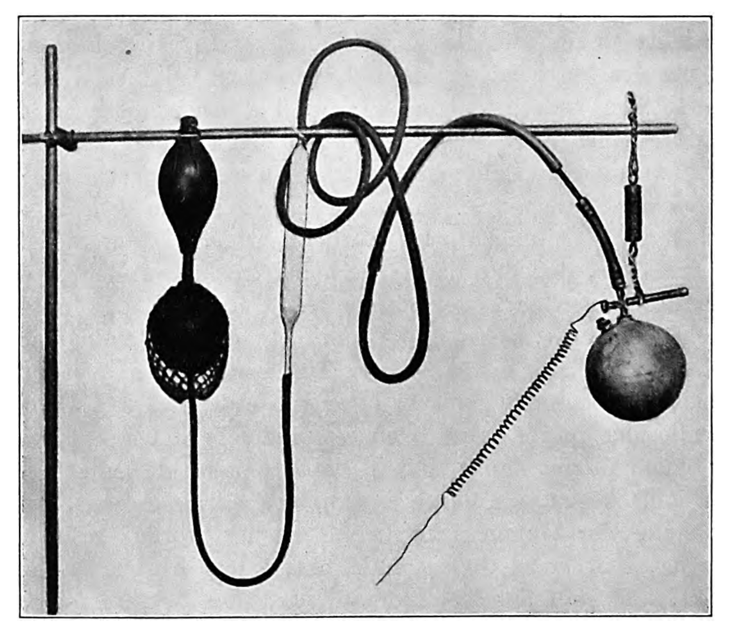
Als Kollektor diente eine für Versuche im Ballon etwas abgeänderte Form des LUTZEschen Spritzkollektors[2]) mit Druck- und Saugwirkung (Fig. 1). Er wurde vom Korbe aus mit einem Gummihandgebläse betätigt und war gefüllt mit einem Gemisch von Kochsalzlösung und Alkohol. Wegen des geringen Verbrauches genügte eine einzige Füllung von etwa $^1/_2$ Liter für die ganze Fahrt. Der Kollektor hing in Korbbodenhöhe in der Ebene einer Seitenwand des Korbes, 125 cm entfernt von jener Korbecke, die durch die Ausgleicher auf dem Potential der Umgebung gehalten

---

[1]) A. WIGAND, die vorstehende Arbeit.

[2]) G. LUTZE, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1100, 1913; Phys. ZS. **14**, 1148, 1913.

wurde. Darüber befand sich, an drei Schnüren aufgehängt, das WULF-Elektrometer, dessen Fäden mit dem Kollektor durch einen dünnen Draht verbunden waren. Zur Isolation der Aufhängung des Kollektors und der Schlauchleitung für die Druckluft dienten Hartgummi-Zylinder bzw. -Röhren, die an der Oberfläche mit Rillen versehen und paraffiniert waren. Das Meßsystem besaß



Kollektor mit Draht, Schlauchleitung, Trockenrohr, Gebläse, Zylinder- und Röhren-Isolatoren.

eine Aufladezeit von etwa 5 sec und zeigte während der Versuche eine gute Isolation.

Aus dem Ausschlag des Elektrometers ergibt sich nun die Spannungsdifferenz zwischen der ausgeglichenen Korbecke und dem Referenzpunkt des Kollektors, d. h. ein relativer Wert, der dem absoluten Potentialgefälle (Volt/m) proportional ist. Durch Ausmessung an einem Ballonmodell im künstlichen Felde kann jedoch ermittelt werden, welche Deformation die Äquipotentialflächen durch die Anwesenheit des Ballons erfahren. Daraus läßt sich dann der Reduktionsfaktor R für die relativen Messungen und somit der absolute Wert des Gefälles bestimmen.

Dagegen ist eine rechnerische Ermittelung nach der Theorie von BENNDORF[1]) hier nicht möglich, weil der Ballon gerade in der Nähe des Korbes von der Ellipsoidform, die BENNDORF seinen Rechnungen zugrunde legt, sehr stark abweicht.

Da indes die Messungen am Modell noch nicht beendet sind, so vermag ich einstweilen nur relative Werte des Spannungsgefälles mitzuteilen, und zwar nach den Beobachtungen bei der Hochfahrt bis 9005 m, die bei ausgeprägt antizyklonaler Wetterlage stattfand. Meine Ergebnisse für verschiedene Höhen sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Zeit	Seehöhe	Relatives Potentialgefälle Volt/m · $\frac{1}{R}$			Mittlere Seehöhe zum Mittelwert
		Einzelwerte		Mittelwert	
h m	m				m
9 26a	3540	91,5	93,0	94	3540
30	3540	92.7	94,8		
39	3470	(118,0)	(113,6)		
43	3550	(101,5)	100,0		
11 12	6290	(48,0)	(43,8)	37	6300
14½	6310	38,0	35,5		
18	6350	30,5	—		
11 53	8610	(37,8)	(36,0)	36	8610
58	8610	(38,5)	34,7		
12 02p	8610	36,0	36,0		
12	8800	31,5	32,5	32	8800
21	8940	(34,8)	(35,3)	30	8930
27	8910	33,5	30,0		
28	8940	30,5	29,8		
43	8910	28,5	—		
46	8970	21,8	—	22	8970
55½	8870	(14,0)	—		
1 16	8870	23,0	22,5	23	8870

Man erkennt, daß die Werte nach jedem stärkeren Steigen des Ballons zunächst zu hoch[2]) ausfielen, weil der Ballon die negative Ladung der unteren Luftschichten mitbrachte; sie wurden erst dann, wenn jene Ladung sich ausgeglichen hatte, konstant. Da nach Messungen von Linke[3]) bei ähnlicher Wetterlage das

[1]) H. BENNDORF, Wien. Ber. **115** [2a], 391 und besonders 425, 1906.

[2]) Diese Werte der Tabelle sind eingeklammert.

[3]) F. LINKE, l. c.

absolute Spannungsgefälle in 3400 m Höhe etwa 15 Volt/m beträgt, bei unserer Hochfahrt aber in 3500 m Höhe 94 Volt/m, so ist der Reduktionsfaktor schätzungsweise 0,16. Danach ergibt sich für 9000 m aus dem beobachteten relativen Wert, 22 Volt, ein vorläufiger Wert des absoluten Potentialgefälles von etwa 3,5 Volt/m, also jedenfalls auch in diesen Höhen noch ein endlicher, meßbarer Wert. Es scheint, als ob das Potentialgefälle nach einem Exponentialgesetz abnimmt.

Durch stärkere Ballastabgabe konnte sich der Ballon positiv aufladen und dadurch den Ausschlag des Elektrometers herabsetzen, wie es z. B. bei der Messung um $12^h\ 55^1/_2{}^m$ offenbar der Fall war. Dagegen sind die eigentlichen Schwankungen des Potentialgefälles bei konstanter Höhenlage des Ballons von geringer Amplitude (vgl. z. B. die vier letzten Mittelwerte). Auch die kurzdauernden „Störungen" des Potentialgefälles, die mit den Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie[1]) in engem Zusammenhang stehen und nur mit einem Elektrometer von geringer Trägheit und einem schnell wirkenden Ausgleicher wahrgenommen werden können, sind, ebenso wie jene Empfangsstörungen, schon in wenigen 1000 m nur selten bemerkbar.

Die hier mitgeteilten Werte des Potentialgefälles stimmen überein mit den Ergebnissen, die auf der erwähnten Hochfahrt bis 8520 m und bei einem weiteren Aufstieg bis 5500 m gewonnen wurden. Diese Resultate sowie die Protokolle der drei Fahrten und die Berechnung des Vertikalstromes sollen an anderer Stelle ausführlich wiedergegeben werden, sobald die Bestimmung des Reduktionsfaktors beendet ist.

Adlershof, den 20. Februar 1914.

---

[1]) G. Lutze und E. Everling, l. c.; G. Lutze, l. c.

Über Scheinwiderstände und einige andere elektrische Werte von Doppelleitungen; von F. Lüschen.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)
(Eingegangen am 21. Februar 1914.)

Der Scheinwiderstand einer Doppelleitung bei am Ende offener Leitung, die Leerlaufimpedanz, bei Wechselstrom ist:

$$\mathfrak{U}_1 = \mathfrak{Z} \frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}} = \mathfrak{Z}\, \mathfrak{Cot}(\beta l + i \alpha l), \qquad 1)$$

der Scheinwiderstand bei am Ende geschlossener Leitung, die Kurzschlußimpedanz, ist:

$$\mathfrak{U}_2 = \mathfrak{Z} \frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}} = \mathfrak{Z}\, \mathfrak{Tang}(\beta l + i \alpha l). \qquad 2)$$

In diesen Formeln bedeutet $\mathfrak{Z}$ die Charakteristik (den Wellenwiderstand), γ die Fortpflanzungs-, β die Dämpfungs- und α die Wellenlängenkonstante.

Für den Fall, daß $\mathfrak{Z}$ den Phasenwinkel Null hat, wir setzen es dann gleich Z, daß β von der Frequenz der Ströme unabhängig und α der Frequenz proportional ist — Verhältnisse, die in Fernsprechleitungen, deren Induktivität durch Einschaltung von Spulen künstlich erhöht ist, für die Frequenzen der Fernsprechströme angenähert vorliegen —, ergibt sich, daß die Endpunkte der Vektoren, die die Scheinwiderstände in der komplexen Ebene darstellen, auf einem Kreise liegen, und zwar für die Leerlauf- und Kurzschlußimpedanz auf dem gleichen.

Beweis:

$$\mathfrak{U}_1 = Z\, \mathfrak{Cot}(\beta l + i \alpha l) = Z \frac{1 - i\, \mathfrak{Tang}\, \beta l \operatorname{tg} \alpha l}{\mathfrak{Tang}\, \beta l + i \operatorname{tg} \alpha l} = x + iy.$$

Durch Trennung der reellen und imaginären Größen ergibt sich:

$$Z - x\, \mathfrak{Tang}\, \beta l + y \operatorname{tg} \alpha l = 0 \qquad 3)$$

$$Z\, \mathfrak{Tang}\, \beta l \operatorname{tg} \alpha l + x \operatorname{tg} \alpha l + y\, \mathfrak{Tang}\, \beta l = 0. \qquad 4)$$

Multipliziert man 3) mit x und 4) mit y, und dividiert man 3) und 4) durch $\mathfrak{Tang}\, \beta l$ und addiert 3) und 4), so ergibt sich:

$$x^2 + y^2 - \frac{x Z}{\mathfrak{Tang}\, \beta l} + y Z \operatorname{tg} \alpha l = 0$$

oder unter Benutzung von 3)

$$x^2 + y^2 - x Z\left(\frac{1}{\mathfrak{Tang}\,\beta l} - \mathfrak{Tang}\,\beta l\right) - Z^2 = 0.$$

Der Klammerausdruck läßt sich $= \frac{2}{\mathfrak{Sin}\,2\beta l}$ schreiben. Es ist also

$$\left(x - \frac{Z}{\mathfrak{Sin}\,2\beta l}\right)^2 + y^2 = Z^2\left(1 + \frac{1}{\mathfrak{Sin}^2 2\beta l}\right) = Z^2 \mathfrak{Cot}^2 2\beta l. \quad 5)$$

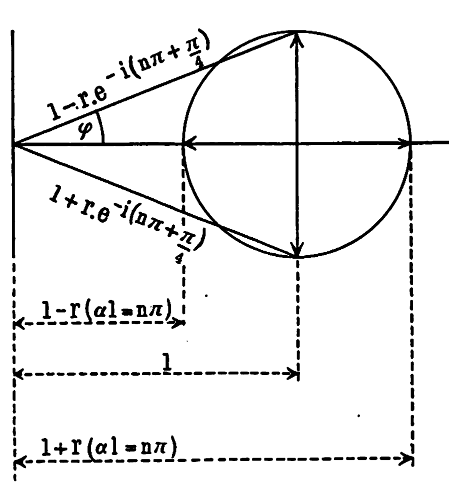
Das ist die Gleichung eines Kreises, der symmetrisch zur x-Achse (reellen Achse) liegt, und dessen Mittelpunkt um $\frac{Z}{\mathfrak{Sin}\,2\beta l}$ nach der positiven Richtung vom Ursprung des Koordinatensystems verschoben ist. Die Größe des Radius ist

$$r = Z \mathfrak{Cot}\,2\beta l. \quad 6)$$

Schreibt man den Wert für $\mathfrak{U}_1$ [Gleichung 1)]

$$\mathfrak{U}_1 = Z \cdot \frac{1 + e^{-2\gamma l}}{1 - e^{-2\gamma l}} = Z \frac{1 + e^{-2\beta l} \cdot e^{-i2\alpha l}}{1 - e^{-2\beta l} \cdot e^{-i2\alpha l}},$$

so erkennt man, daß auch die Endpunkte der Vektoren, die den Zähler und den Nenner des Faktors von Z darstellen, auf einem Kreise liegen, der zur reellen Achse symmetrisch liegt, und dessen Mittelpunkt um die Einheit nach der positiven Richtung der Achse verschoben ist. Der Radius ist $= e^{-2\beta l}$.



$\mathfrak{U}_1$ ist ein Maximum, wenn $e^{-i2\alpha l} = 1$ ist (vgl. Figur), d. h. wenn

$$2\alpha l = 2n\pi$$

oder $\alpha l = n\pi$ ist, wo n eine ganze Zahl ist, es ist ein Minimum, wenn $\alpha l = n\pi + \frac{\pi}{2}$ ist. $\mathfrak{U}_2$ ist ein Maximum, wenn $\mathfrak{U}_1$ ein Minimum, und ein Minimum, wenn $\mathfrak{U}_1$ ein Maximum ist.

Wenn $\alpha l = n\pi + \frac{\pi}{4}$ ist, sind die Scheinwiderstände numerisch $= Z$, und zwar ist

$$\begin{aligned} \mathfrak{U}_1 &= Z.e^{-i2\varphi} \\ \mathfrak{U}_2 &= Z.e^{+i2\varphi}. \end{aligned} \qquad 7)$$

Für $\alpha l = n\pi + \frac{3\pi}{4}$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \mathfrak{U}_1 &= Z.e^{+i2\varphi} \\ \mathfrak{U}_2 &= Z.e^{-i2\varphi}, \end{aligned}$$

wo

$$\operatorname{tg}\varphi = e^{-2\beta l}. \qquad 8)$$

Bezeichnet man mit C die Kapazität, mit L die Induktivität der Längeneinheit einer Doppelleitung und mit $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz des Wechselstromes, so ist

$$\alpha l = \omega\sqrt{C.L}.l.$$

Ist ω_1 die Kreisfrequenz für den Fall, wo $\mathfrak{U}_1$ ein Maximum ist, und ω_2 die Kreisfrequenz für das nächste auf das Maximum folgende Minimum, so ergeben sich zur Bestimmung von α folgende Gleichungen:

$$\omega_1\sqrt{C.L}.l = n\pi$$

$$\omega_2\sqrt{C.L}.l = n\pi + \frac{\pi}{2}$$

$$\sqrt{C.L}.l = \frac{\pi}{2(\omega_2 - \omega_1)} = \frac{1}{4(\nu_2 - \nu_1)}. \qquad 9)$$

Die Kreisfrequenz, bei der der Scheinwiderstand numerisch gleich Z ist, beträgt

$$\omega_z = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \qquad 10)$$

und die Frequenz in der Sekunde

$$\nu_z = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}. \qquad 11)$$

Darüber, wieweit die vorstehend erörterten Zusammenhänge in den wirklichen Fernsprechleitungen erfüllt werden, und wie weit sie meßtechnisch verwertet werden können, sind die Untersuchungen noch nicht abgeschlossen. Hier sei daher nur kurz ohne nähere Erörterung ein Beispiel von Messungen angeführt. Es betrifft Messungen an einem fertig verlegten Kabel. Das Kabel ist 7,09 km lang und enthält 48 Doppelleitungen. Die

*

Leiter haben einen Durchmesser von 2 mm. Je zwei Doppelleitungen sind zu einer Viererleitung verseilt. Sowohl in die Doppelleitungen wie auch in die Viererleitungen sind je zwei Spulen zur Erhöhung der Induktivität eingeschaltet. Bei den Messungen waren zwei Längen hintereinander geschaltet, so daß die gesamte Länge 14,18 km betrug. Nach den elektrischen Eigenschaften des Kabels und der Spulen sollte sich für eine Frequenz von $\nu = 750$ ergeben:

$$\beta l = 0{,}112$$
$$\alpha l = 2{,}34$$
$$\mathfrak{Z} = Z . e^{i\psi} = 840 . e^{-i 2^0 18'}.$$

Die Messungen hatten folgendes Ergebnis:

	$\mathfrak{U}_1$	$\mathfrak{U}_2$
ν_{Minimum}	510	995
ν_{Maximum}	995	495
ν_s	752	745
$Z =$ Modul von $\mathfrak{U}$ bei ν_s . .	822 Ohm	942 Ohm
r	6730 „	7550 „
2φ	$+75^0\,0'$	$-79^0\,34'$
$\alpha l = \frac{2\pi\nu_s}{4(\nu_2 - \nu_1)}$	2,43	2,34
$\beta l = \mathfrak{Cot}\,\frac{r}{Z}$	0,122	0,125
$\beta l = \frac{1}{2}\ln\frac{1}{\operatorname{tg}\varphi}$	0,131	0,092

$$\gamma l = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\sqrt{\frac{\mathfrak{U}_2}{\mathfrak{U}_1}}}{1-\sqrt{\frac{\mathfrak{U}_2}{\mathfrak{U}_1}}} = \beta l + i\alpha l = 0{,}112 + i\,2{,}34.$$

Merkwürdige Bewegungserscheinungen an einem Zentrifugalapparat;

von Karl Uller.

(Eingegangen am 28. Februar 1914.)

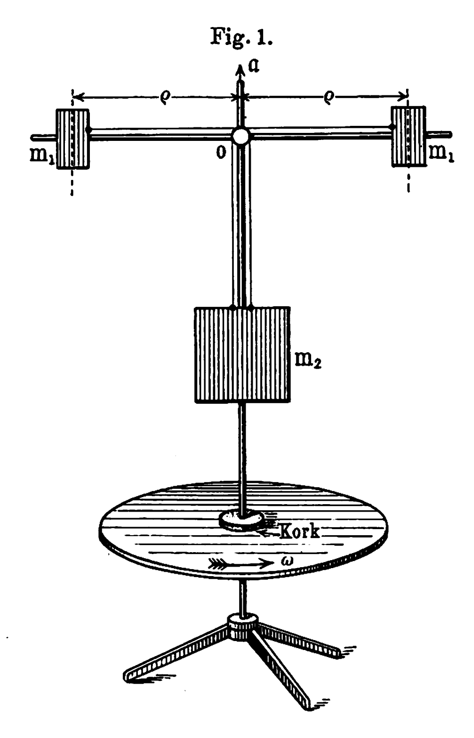
In unserem Institut hat Herr Prof. König einen Apparat bauen lassen, der dazu dienen soll, die Erfüllung des Flächensatzes in einem einfachen Falle quantitativ zu verfolgen. Die Ergebnisse, über die ein anderer an anderer Stelle berichten wird, zeigen eine gute Bestätigung des Satzes und beweisen die Brauchbarkeit des Apparates.

Was hier zur Sprache gebracht werden soll, ist ein anderes. Bei den Versuchen stellen sich unter Umständen Erscheinungen ein, die überraschend wirken und wofür eine sofortige, stichhaltige Erklärung nicht zu finden ist. Versetzt man nämlich den Apparat, der in § 1 kurz beschrieben wird, in hinreichend schnelle Umdrehungen, so nimmt die Tourenzahl infolge der geringen Reibungs- und Widerstandskräfte nur ganz allmählich ab. Brennt man den Faden, der eine Ruhelage der beweglichen Massen erzwingt, durch, so setzen sich die Massen keineswegs sogleich in Bewegung, sondern erst, wenn die Tourenzahl einen gewissen Wert unterschreitet. Man sollte dann erwarten, daß die Senkung des Fallgewichtes beständig weitergehe, bis es auf die feste Unterlage aufschlagen würde. Das ist aber nicht der Fall; vielmehr kommt die Bewegung zur Ruhe, gleichsam als ob starke Reibungskräfte tätig wären. Die neue Ruhelage wird eine Zeitlang beibehalten, während dessen die Umdrehungsgeschwindigkeiten ganz langsam abnehmen, infolge von Reibung und Luftwiderstand. Dann plötzlich setzt sich das Fallgewicht wieder in Bewegung, die Fallgeschwindigkeit wächst, nimmt aber bald wieder ab, bis eine zweite Ruhelage erreicht wird, die wieder eine Weile beibehalten wird. Dann tritt wieder Bewegung ein. So geht es fort, solange die Dimensionen des Apparates es zulassen. Es wechseln Ruhelagen mit Bewegungsbereichen ab, bis endlich das Fallgewicht

aufschlägt. — Es sollen im folgenden diese merkwürdigen Erscheinungen ihre Erklärung finden, d. h. als notwendige Folgen der Dynamik erkannt werden.

§ 1. Anordnung. Die beiden symmetrischen Massen m_1 sind auf einem Querarm verschiebbar, andererseits m_2 auf der Vertikalachse $\mathfrak{a}$; m_2 ist mit den beiden m_1 durch unausdehnbare Fäden, die bei 0 über Rollen laufen, verbunden (Fig. 1). Außerdem

Fig. 1.



hängt m_2 an einem dünnen Stahldraht, der an einem Querfaden aufgehängt ist. Brennt man letzteren durch, so fällt m_2. Es ist die Einrichtung getroffen, daß m_2 auf den Drehschemel aufstoßen kann, und zwar auf eine Korkunterlage, welche die translatorische kinetische Energie von m_2 absorbiert. Der Drehschemel läuft auf Kugellager. Das System ist partiell starr. Charakteristisch ist an der Anordnung, daß zu jeder Zeit die Winkelgeschwindigkeit ω für alle Körperelemente denselben Wert hat, wie bei einem in allen Teilen starren Körper. Ferner, daß die Massen m_1 gleich

sind, in gleichen Abständen liegen und gleiche Radialgeschwindigkeiten haben. Diese Eigenschaften spielen im folgenden eine wesentliche Rolle.

§ 2. Die Grundgesetze der Mechanik für ein Massensystem, das das Wechselwirkungsprinzip

$$\Sigma \mathfrak{P}_i = 0, \quad \Sigma [\mathfrak{r}_i \mathfrak{P}_i] = 0$$

erfüllt.

Bezeichnet

$$\Sigma m \mathfrak{v} = \mathfrak{B}$$

den Bewegungsvektor,

$$\Sigma [\mathfrak{r}_1 m \mathfrak{v}] = \mathfrak{J}$$

den Impulsvektor, so ist

$$\dot{\mathfrak{B}} = \Sigma \mathfrak{P}_a; \quad \dot{\mathfrak{J}} = \Sigma [\mathfrak{r}_a \mathfrak{P}_a] \qquad 1) \; 2)$$

(sogenannter Flächensatz).

Ferner haben wir die Schwerpunktssätze

$$\mathfrak{V}.\Sigma m = \Sigma m \mathfrak{v} = \mathfrak{B}; \quad \dot{\mathfrak{V}}.\Sigma m = \dot{\mathfrak{B}} = \Sigma \mathfrak{P}_a \qquad 3) \; 4)$$

und das Energieprinzip

$$dL = \Sigma(\mathfrak{P}_i d\mathfrak{l}_i) + \Sigma(\mathfrak{P}_a d\mathfrak{l}_a). \qquad 5)$$

§ 3. Einige mathematische Vorbereitungen. Gegeben: zwei gleiche diametral gelegene Massenpunkte m mit entgegengesetzt gleichen Geschwindigkeiten $\mathfrak{v}$, normal zu ϱ in der Ebene $(\mathfrak{a}\mathfrak{r}) =$ const. Dann ist

$$\Sigma m \mathfrak{v} = 0 \qquad 1)$$

$$\Sigma m \frac{\mathfrak{v}^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \Sigma m \varrho^2 = \frac{\omega^2}{2} K. \qquad 2)$$

Bei der Berechnung von

$$\Sigma [\mathfrak{r}, m \mathfrak{v}] = \mathfrak{J}$$

bleiben nur die $\| \mathfrak{a}$ gelegenen Komponenten, so daß

$$\mathfrak{J} = 2(\mathfrak{a}[\mathfrak{r}, m\mathfrak{v}])\mathfrak{a} = 2m(\mathfrak{v}[\mathfrak{a}\mathfrak{r}])\mathfrak{a} = 2m\varrho^2\omega.\mathfrak{a} = 2K\omega.\mathfrak{a}; \qquad 3)$$

$K =$ Trägheitsmoment der beiden Massen m.

§ 4. Anwendung der Grundgesetze 1) bis 4) auf die vorliegende Anordnung. Dabei setzen wir, die Aufgabe zum Teil erweiternd, voraus, daß a) Querarm und Längsachse unbeschränkt lang sind. b) Wir denken uns m_2 durch zwei Fäden S in seiner Lage festgehalten, also außer dem beschriebenen nach oben angreifenden auch noch einen nach unten in

Verbindung mit der Schemelplatte, der zu gleicher Zeit mit dem anderen durchgebrannt gedacht wird. Der Verschiebung $\pm d\varrho$ von m_1 entspricht stets eine gleich große Hebung bzw. Senkung von m_2. Die Lagen von m_1 variieren zwischen $\varrho = 0$ und $\varrho = f$, wenn f die Länge der Verbindung $\overline{m_1 m_2}$ ist. Nur innerhalb dieses Bezirkes können die folgenden Auseinandersetzungen gelten. Wir nehmen deshalb c) f sehr lang an. d) Reibung und Widerstand sollen vernachlässigt werden.

Ein Anschlag bei $\varrho = 0$ ist wesentlich. Die Sonderfälle $m_1 \omega^2 = 0$ und $m_2 g = 0$ wollen wir im folgenden nicht weiter erörtern, da dann die Aufgabe in zwei triviale degeneriert.

Die äußeren Kräfte $\mathfrak{P}_a$ sind: die Schwerkräfte sowie die Reaktionsdrucke $\mathfrak{D}$. Die inneren Kräfte $\mathfrak{P}_i$ sind: die elastischen Spannungen. Es bezeichne K_0 das unveränderliche Trägheitsmoment des Apparates, ohne die beiden Massen m_1 bezogen auf die Vertikalachse $\mathfrak{a}$; k_0 das Trägheitsmoment der beiden m_1, wenn sie auf der Achse $\mathfrak{a}$ säßen; dann ist, wenn die Massenmittelpunkte der m_1 im Abstande ϱ von $\mathfrak{a}$ sich befinden, das veränderliche Trägheitsmoment des ganzen Massensystems, bezogen auf die Vertikalachse $\mathfrak{a}$,

$$K = K_0 + k_0 + 2 m_1 \varrho^2. \tag{1}$$

Nehmen wir als Momentenpunkt das Gravitationszentrum der Erde, so ist für die $\mathfrak{P}_a$ das Moment

$$\Sigma[\mathfrak{r}_a \mathfrak{P}_a] = 0, \tag{2}$$

wobei die Apparatsymmetrie eine Rolle spielt.

Zum Impulsvektor $\mathfrak{J}$ liefert weiter dann m_2, steigend oder fallend, keinen Beitrag; die rotierenden Massen, wozu auch die m_1 und m_2 rotierend gehören, nach § 3 3) den Beitrag $2 K\omega . \mathfrak{a}$. Außerdem haben die m_1 auch radiale Geschwindigkeit, aber infolge der in § 1 erwähnten Symmetrie heben sich ihre Beiträge auf!

Es bleibt also

$$\mathfrak{J} = 2 K\omega . \mathfrak{a}. \tag{3}$$

Aus § 2 2) und § 4 2) folgt nun: $\mathfrak{J}$ unabhängig von der Zeit, während eines jeden möglichen Bewegungsvorganges! Also vermöge 3)

$$K . \omega = \text{const.} \tag{4}$$

Wir können 4) auch schreiben:

$$\frac{1}{K}\frac{dK}{dt}+\frac{1}{\omega}\frac{d\omega}{dt}=0 \qquad 4a)$$

oder mit Hilfe von 1):

$$\frac{d\omega}{dt}=-\frac{4m_1}{(K\omega)}\omega^2\varrho\frac{d\varrho}{dt}=-4m_1(K\omega)\frac{\varrho}{K^2}\frac{d\varrho}{dt}, \qquad 5)$$

eine eindeutige Beziehung zwischen der Winkelbeschleunigung und der Fallgeschwindigkeit. Der Flächensatz 4) besagt nicht

$$\varrho^2\omega = \text{const},$$

also konstante Flächengeschwindigkeit; denn es ist

$$K \neq \alpha\varrho^2.$$

Zu dem Bewegungsvektor $\mathfrak{B}=\Sigma m\mathfrak{v}$ liefern alle rotierenden Körperelemente keinen Beitrag, von wegen der Symmetrie, auch nicht die m_1 mit ihren radialen Geschwindigkeiten. Es bleibt

$$\mathfrak{B}=m_2\frac{d\varrho}{dt}, \qquad 6)$$

somit nach § 2 1)

$$m_2\frac{d^2\varrho}{dt^2}=\mathfrak{D}-\mathfrak{g}\Sigma m, \qquad 7)$$

eine Gleichung, die den unbekannten Gesamtreaktionsdruck $\mathfrak{D}$ zu berechnen erlaubt, falls die Beschleunigung $d^2\varrho/dt^2$ bekannt ist.

Diese ist aus den bisherigen Prinzipien nicht zu ermitteln. Dazu müssen wir ein anderes Integral der Bewegungsgleichung heranziehen.

§ 5. Das Energieprinzip und seine Verbindung mit dem Flächensatz. Die kinetische Energie L des Systems setzt sich additiv zusammen aus der rotatorischen und der translatorischen

$$L=\frac{K\omega}{2}\cdot\omega+(2m_1+m_2)\dot{\varrho}^2. \qquad 1)$$

Dann muß sein

$$dL=\Sigma(\mathfrak{P}_i\,d\mathfrak{l}_i)+\Sigma(\mathfrak{P}_a\,d\mathfrak{l}_a). \qquad 2)$$

Soweit das System als starr gelten kann, sind die $d\mathfrak{l}_i=0$. Für die Verbindung $\overline{m_1 m_2}$ verlangt das Wechselwirkungsprinzip und die Starrheit der Verbindungen

$$\Sigma(\mathfrak{P}_i\,d\mathfrak{l}_i)=0. \qquad 3)$$

Also verschwindet dann die Arbeit der inneren Kräfte. Die äußeren Kräfte $\mathfrak{P}_a$ leisten die Arbeit

$$- m_2 g \dot{\varrho}. \tag{4}$$

Wir haben also kein abgeschlossenes System vor uns, sobald Radialgeschwindigkeit auftritt.

Aus 1) bis 4) folgt mit § 4 5) für die Radialbeschleunigung $\ddot{\varrho}$ der m_1, die zugleich Hubbeschleunigung von m_2 ist,

$$\{(2 m_1 + m_2) \ddot{\varrho} + m_2 g/2 - m_1 \varrho \omega^2\} \dot{\varrho} = 0. \tag{5}$$

Wir behandeln zunächst das Verschwinden des ersten Faktors, den wir schreiben können:

$$(2 m_1 + m_2) \ddot{\varrho} = - m_2 g/2 + m_1 (K\omega)^2 \varrho / K^2 = - c + f(\varrho). \tag{6}$$

Wollten wir dem zeitlichen Verlauf der Bewegungserscheinung nachgehen, so hätten wir diese Gleichung, die von der Form ist $d^2u/dt^2 + Bu/(1+u^2)^2 + C = 0$, mit den Konstanten B und C vollständig zu integrieren. Wir begnügen uns damit, die Radialbeschleunigungen und -geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Orte ϱ zu studieren. Freilich verzichten wir damit auf die Möglichkeit, die Richtung der Bewegung zu bestimmen.

Einen guten Überblick über die örtliche Verteilung der Radialbeschleunigung $\ddot{\varrho}$ nach Gleichung 6) gewinnen wir durch graphische Darstellung, wie es in den Fig. 2a und 2b geschehen ist, die als zwei Beispiele gelten. Sie wird gewonnen als Differenzkurve, indem das Gravitationsglied eine negativ gelegene Parallele zur ϱ-Achse liefert, während das Zentrifugalglied, das stets positiv ist, von der Rotationsachse an von Null an stetig wächst bis zu dem Maximalwert, der bei

$$\varrho = \sqrt{(K_0 + k_0)/6 m_1}$$

liegt, um von da wieder zum Werte Null für $\varrho = \infty$ abzufallen. Wie man sieht, kann die Kurve der Radialbeschleunigung ganz auf der negativen Seite der Ordinatenachse verlaufen (s. Fig. 2b), nämlich wenn

$$m_2 g > 9/16 \, (K\omega)^2 \sqrt{m_1 / 6 (K_0 + k_0)^3} \text{ Maximalwert}$$

ist. Niemals aber kann sie ganz auf der positiven liegen. Ferner sind nur zwei oder weniger Nullstellen möglich (s. Fig. 2a). Gleichzeitig findet man auch die Winkelgeschwindigkeit

$$\omega = (K\omega)/K \tag{7}$$

als Funktion von ϱ aufgetragen.

Fig. 2a.

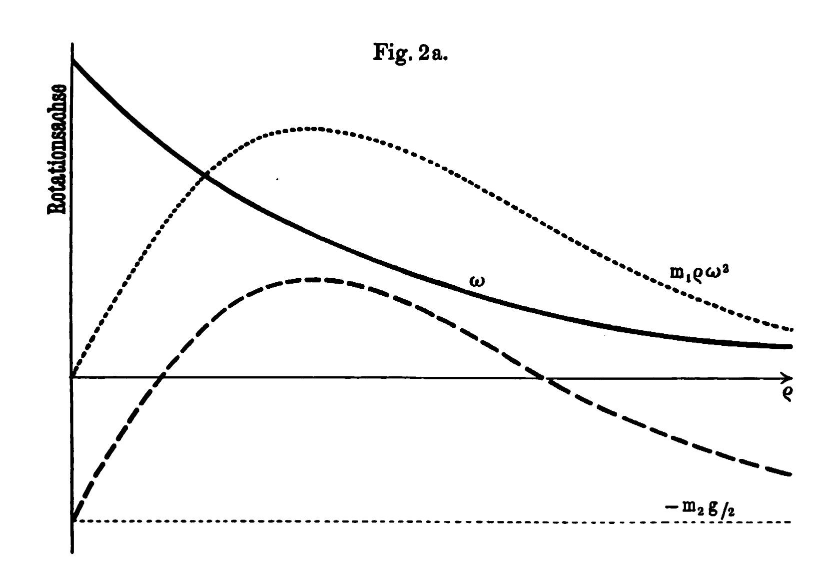
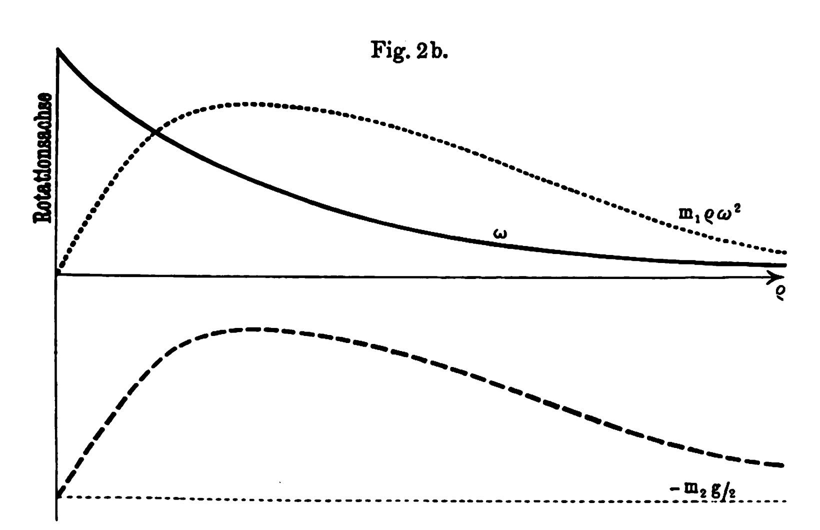


Fig. 2b.



Die Radialbeschleunigung ($\ddot{\varrho}$) als Funktion von ϱ, additiv zusammengesetzt aus dem Gravitationsglied $-m_2 g/2$ und dem Zentrifugalglied $m_1 \varrho \omega^2$. Die Winkelgeschwindigkeit ω als Funktion von ϱ.

Aus Gleichung 6) gewinnen wir einen Ausdruck für die Radialwucht ($\dot{\varrho}^2$), indem wir die Beziehung

$$\ddot{\varrho} = {}^1/_2 \frac{d}{d\varrho} \dot{\varrho}^2 \tag{8}$$

benutzen. Wir erhalten zunächst

$$\dot{\varrho}^2 = -2c\varrho + 2\int f(\varrho)d\varrho + c_1,$$

$$2\int f(\varrho)d\varrho = \gamma \int \frac{d(\varrho)^2}{(a+b\varrho^2)^2} = -\frac{\gamma}{b}\frac{1}{a+b\varrho^2},$$

so daß

$$\left.\begin{aligned}(2m_1+m_2)\dot{\varrho}^2 &= c_1 - m_2 g\varrho - {}^1/_2(K\omega)^2/(K_0+k_0+2m_1\varrho^2)\\ &= c_1 - \frac{m_2 g}{2}\cdot 2\varrho - m_1\varrho\omega^2\cdot K/2m_1\varrho.\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Für $\varrho = 0$ braucht der Ausdruck keineswegs zu verschwinden. Vielmehr übernimmt der Anschlag die etwa auftreffende kinetische Energie, um sie zu absorbieren oder partiell zurückzuwerfen.

Es sei für $\varrho = R$ die Radialgeschwindigkeit Null, erzwungen durch die oben genannten Fadenspannungen. Damit wird 9):

$$(2m_1+m_2)\dot{\varrho}^2 = m_2 g(R-\varrho) - m_1 K_R \omega_R^2 \cdot \frac{R^2-\varrho^2}{K}. \tag{10}$$

Aus 6) und 10) gewinnen wir noch durch Verbindung

$$\left.\begin{aligned}(2m_1+m_2)\dot{\varrho}^2 = m_2 g(R-\varrho) - \{&(2m_1+m_2)\ddot{\varrho}\\ &+ m_2 g/2\}\frac{K}{K_R}\cdot\frac{R^2-\varrho^2}{\varrho}.\end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Ebenso wie die Radialbeschleunigung setzt sich auch das Quadrat der Radialgeschwindigkeit aus zwei Gliedern additiv zusammen: aus einem Gravitationsglied und aus einem Zentrifugalglied.

Ersteres ist, graphisch aufgetragen, eine Gerade, deren Richtungstangente $-m_2 g$ mißt und die durch R geht. Den Verlauf des zweiten Gliedes bestimmt

$$z = -(R^2-\varrho^2)/(a+b\varrho^2)$$

mit der Richtungstangente

$$z' = 2\varrho/(a+b\varrho^2)\cdot(a+bR^2)/(a+b\varrho^2).$$

Bezeichnend ist, daß es für $\varrho < R$ stets negativ, für $\varrho > R$ stets positiv ist, gerade umgekehrt, wie beim ersten Gliede. Ferner, daß man über die Werte

$$z_0 = -R^2/(K_0+k_0) \quad \text{und} \quad z_\infty = +1/2m_1,$$

wie man sieht, unabhängig voneinander verfügen kann. Und wiederum unabhängig davon kann man die Neigung der Geraden ganz beliebig wählen durch Verfügung über m_2. Aus diesen Gründen sind sehr verschiedenartige Kurven für die Radialwucht ($\dot{\varrho}^2$) möglich, je nach der Wahl der zahlreichen Konstanten R; m_1; ω_R; K_R; $m_2 g$. Aus 8) ersehen wir im Hinblick auf die Radialbeschleunigungskurven 6), daß $\dot{\varrho}^2$ ein Minimum und ein Maximum haben kann, ersteres der Rotationsachse stets näher als letzteres. Sie können aber nur auftreten, wenn

$$\varrho(\varrho + 2R) > (K_0 + k_0)/2m_1$$

ist. Liegt ferner das Maximum rechts von R, so kann das Minimum nur links von R liegen. Da aber von der Ruhe aus die Geschwindigkeit stets ansteigen muß, so gibt es in diesem Falle kein Minimum.

Jetzt ist es an der Zeit zu bemerken, daß die Lösung 6) der Energiegleichung 5) nur für einen Bewegungszustand gültig ist, einschließlich der Punkte, wo die Massen m_1 und m_2 die Radialbewegung beginnen oder beenden. Die Gleichung 5) hat noch eine zweite, triviale Lösung, nämlich

$$\dot{\varrho} = 0, \qquad 12)$$

also nach § 4 5) $\omega = \text{const}$, also auch $L = \text{const}$. In diesem Zustande sind die genannten Massen in relativer Ruhe unter dem Einfluß der Kraft $m_2 g/2$ und der Scheinkraft $m_1 \varrho \omega^2$, die sich gegenseitig aufheben. Darin unterscheidet sich die Ruhelage (R), die im allgemeinen eine erzwungene ist, von diesen Ruhelagen. Die Örter, in denen bei gegebenen R; K_R; ω_R; m_1; $m_2 g$ Radialbewegung unmöglich ist, gewinnen wir aus der Erwägung, daß $\dot{\varrho}^2$ nicht negativ sein kann. Man zeichne zu diesem Zwecke die beiden voneinander unabhängigen Komponentenlinien von $\dot{\varrho}^2$ und addiere ihre Ordinaten: dann haben nur die positiven Resultate physikalische Bedeutung. Man sieht: es gibt Ruhebereiche, in denen $\ddot{\varrho} = 0 = \dot{\varrho} = \dot{\omega}$ ist. In einem solchen kann die Ruhestelle (R) nur dann liegen, wenn sie zufälligerweise zu einer unerzwungenen gemacht ist.

In den Fig. 3 a, b, c, d, e sind einige Beispiele möglicher Bewegungs- und Ruhebereiche gegeben; außerdem sind die Radialbeschleunigungen sowie die Gesamtwucht L eingetragen, die

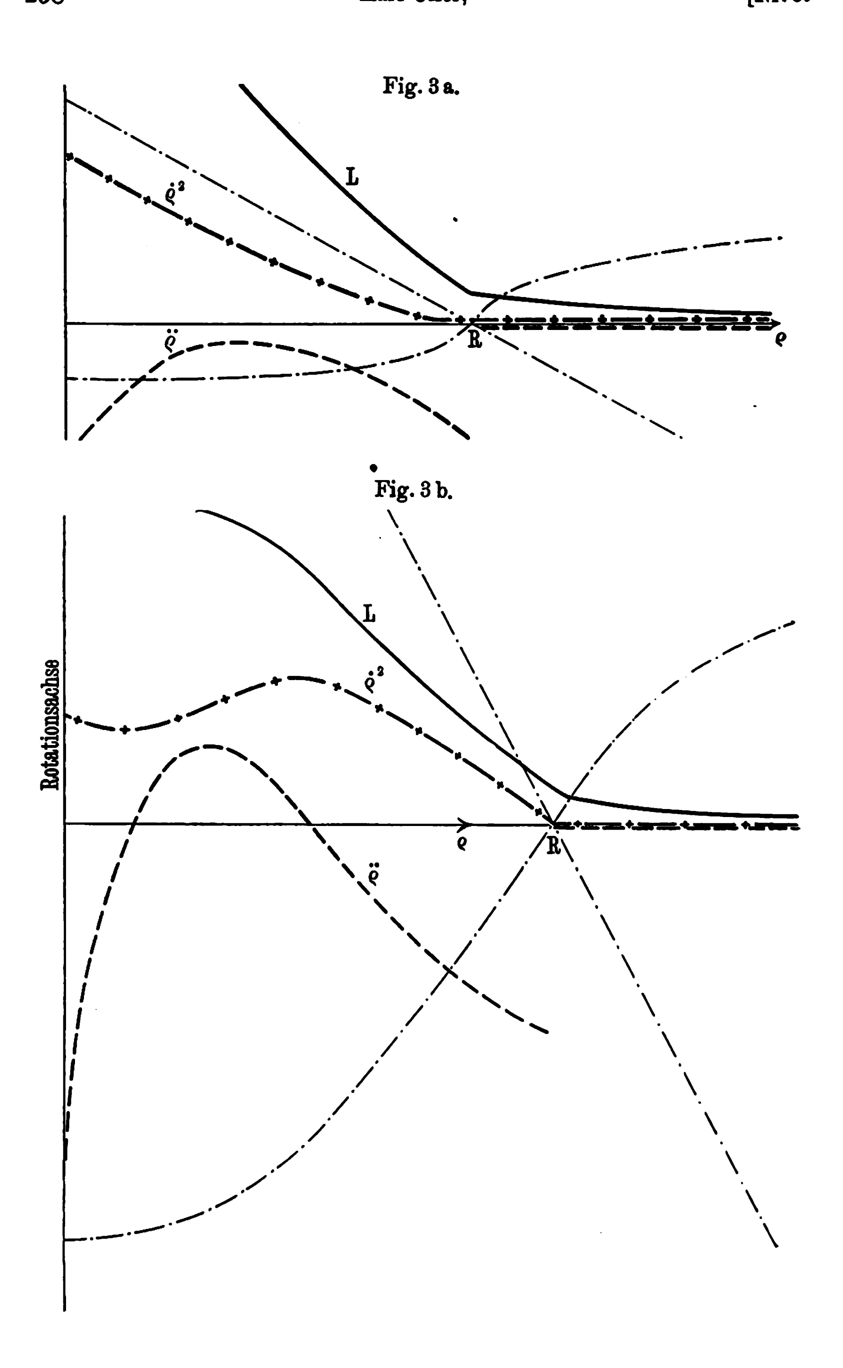
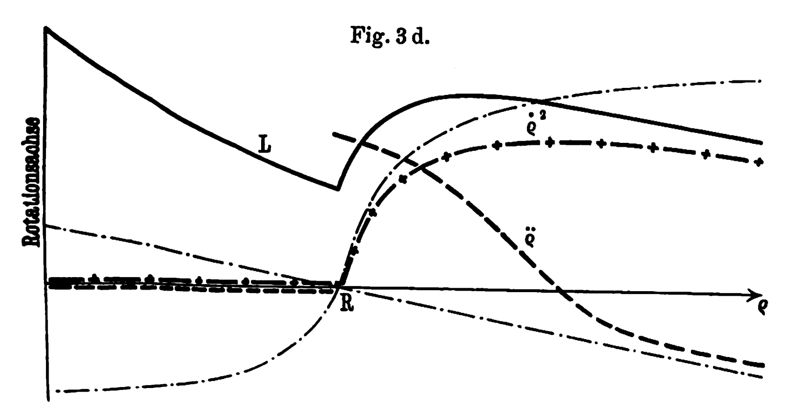

Fig. 3 a.
L
$\dot{\varrho}^2$
$\ddot{\varrho}$
R
ϱ
Fig. 3 b.
L
$\dot{\varrho}^2$
Rotationsachse
ϱ
R
$\ddot{\varrho}$

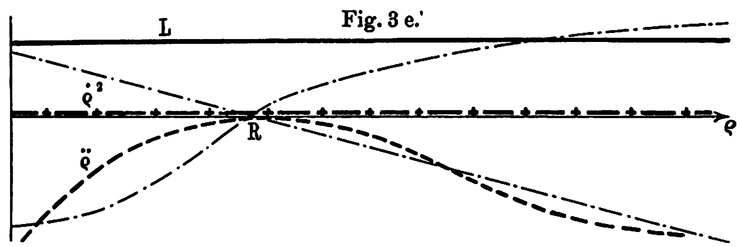
Fig. 3 c.

Fig. 3 d.



natürlich auch denselben oben angegebenen Konstantenwerten entsprechen müssen.

Es muß nicht stets ein Bewegungsbereich geben (s. Fig. 3e), aber es muß stets mindestens ein Ruhebereich geben, denn das Gravitationsglied gewinnt mit wachsendem ϱ stets die Oberhand über das Zentrifugalglied. Zwischen R und diesem Ruhebereich liegt ein Bewegungsbereich, das mit wachsenden $\varrho > R$ über ein



Erläuterung zu den Fig. 3a bis 3e.
Die Radialwucht ($\dot{\varrho}^2$) als Funktion von ϱ, additiv zusammengesetzt aus dem Gravitationsglied $m_2 g (R - \varrho)$ und dem Zentrifugalglied $- m_1 K_R \omega_R^2 (R^2 - \varrho^2)/K$.
Die Gesamtwucht L als Funktion von ϱ, additiv zusammengesetzt aus der Drehwucht $\frac{K\omega}{2} \cdot \omega$ und der Radialwucht $(2 m_1 + m_2) \dot{\varrho}^2$.

Maximum der Geschwindigkeit gehen muß. Dieses Bewegungsbereich existiert dann nicht, wenn die Beschleunigungskurve ganz unterhalb der ϱ-Achse liegt (Fig. 3a), aber auch dann nicht, wenn die Schnittpunkte der $\ddot{\varrho}$-Kurve mit der ϱ-Achse links von R liegen (s. Fig. 3b).

Die Ruhebereiche sind ebensowenig verwunderlich wie die Bewegungsbereiche. Alles erklärt sich aus der Form, Lage, Gegensätzlichkeit und vor allem aus der Unabhängigkeit der Komponenten der Radialwuchtkurve. Die Erscheinungen sind uns ungewohnt, daher merkwürdig. Die Reibung spielt eine ganz untergeordnete Rolle!

Ziehen wir aus den Ordinatenwerten die Wurzel, so erhalten wir den Betrag der Radialgeschwindigkeit $\dot{\varrho}$, aber nicht ihre Richtung in bezug zu ϱ. Diese festzustellen ist, solange wir uns auf die Zeitintegration, die $\Phi(\varrho, t) = 0$ liefern muß, nicht einlassen wollen, aus unserer Gleichung unmöglich. Von vornherein kann also (R) sowohl Anfangs- als auch Endpunkt einer

Radialbewegung sein. Auch wäre es sehr erwünscht zu wissen, ob periodische Bewegungen auftreten können.

Glücklicherweise läßt unsere Aufgabe zu, beide Fragen zu beantworten, ohne die sehr schwierige Zeitintegration ausführen zu müssen, durch folgende Betrachtung. Die Gleichung

$$\ddot{\varrho} - a\varrho = -b, \tag{6a}$$

worin a und b reelle und positive Konstanten sind, hat die Lösung

$$\varrho = b/a + Ae^{\lambda t} + Be^{-\lambda t}, \tag{13}$$

mit $\lambda = |\sqrt{a}|$. Wenn wir nun

$$b = m_2 g/2(2m_1 + m_2)$$

setzen und a durch die ebenfalls reelle und positive, aber von ϱ abhängige und mit wachsenden ϱ stetig abnehmende, eindeutige Funktion

$$\frac{m_1}{2m_1 + m_2}(K\omega)^2/K^2$$

ersetzen, so gilt die Lösung 13) der Gleichung 6a), die dann in Gleichung 6) übergeht, nur noch in der Umgebung eines Punktes ϱ, aber wir erkennen, indem wir den Verlauf von Gebiet zu Gebiet zeitlich verfolgen, mit Sicherheit, daß die Aperiodizität der Bewegung gewahrt bleibt. Weiter sei zur Zeit $t = 0$ für $\varrho = \varrho_0$ die Radialgeschwindigkeit $\dot{\varrho} = 0$. Dann folgt aus 13) $B = A$ und $A = {}^1/_2\{\varrho_0 - b/a\}$, so daß in der Nachbarschaft von ϱ_0 gilt:

$$\varrho = \varrho_0 \left\{\frac{m_2 g/2}{m_1 \varrho_0 \omega^2} + \left(1 - \frac{m_2 g/2}{m_1 \varrho_0 \omega^2}\right)\cosh(\lambda t)\right\}. \tag{14}$$

Man sieht: Von der Ruhelage ϱ_0 aus kann ϱ mit der Zeit nur wachsen oder nur abnehmen, je nachdem dort $\ddot{\varrho}$ positiv oder negativ ist.

Wo zwei Ruhepunkte als Anfang und Ende eines Bewegungszustandes möglich sind, erreicht also m_1 den anderen erst nach unendlich langer Zeit.

Die Ruhelagen ϱ_0 sind nach der Seite der Bewegung hin labil, nach der entgegengesetzten Seite hin indifferent.

Von Interesse ist noch der Sonderfall, daß die Ruhelage eine unerzwungene ist. Das tritt ein, wenn die Beschleunigungskurve die ϱ-Achse von unten berührt. Dann verschwindet in 14) das von der Zeit abhängige Glied: das Gleichgewicht ist indifferent. Praktisch wird indessen der Scheitel der Beschleunigungskurve etwas über oder unter der ϱ-Achse liegen. Im ersten Falle ist

kleine Bewegung nach wachsenden ϱ möglich, im zweiten zunehmende Bewegung nach abnehmenden ϱ. Während die erstere durch Reibung ganz verdeckt werden kann, können im zweiten Fall die Massen m_1 bis zur Rotationsachse getrieben werden.

Will man die Ergebnisse auf den eingangs erwähnten Versuch anwenden, so ist zu bedenken, daß infolge der Reibungen und Widerstände die Winkelgeschwindigkeit ω_R keine ganz konstante Größe ist, wie die Rechnung voraussetzt. In gewissen Zeitabständen muß man sich demnach die Kurven mit kleinerem ω_R neu konstruiert denken. — Die eingangs erwähnten neuen Ruhelagen sind eigentlich keine, sondern Bewegungsbereiche, in denen die Massen kriechen. Geringe Reibung genügt, diesen Zustand zu verdecken.

Gießen, Physik. Institut, 15. Februar 1914.

Über die thermische und elektrische Leitfähigkeit von Kupfer zwischen 20 und 373° abs.;

von Walther Meissner.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Auszug aus dem in der Sitzung am 20. Februar 1914 gehaltenen Vortrag.)

Die Gesetze von Wiedemann-Franz und Lorenz, nach denen bei allen reinen Metallen $\frac{\lambda}{\varkappa T}$ eine absolute Konstante sein sollte (λ = thermische, $\varkappa$ = elektrische Leitfähigkeit, T = absolute Temperatur), waren durch die Versuche von Jaeger und Diesselhorst[1]) zwischen 0 und 100°C recht gut bestätigt worden, wenn sich auch kleine individuelle Unterschiede bei den einzelnen Metallen zeigten; sie hatten eine einfache theoretische Erklärung durch die Drudesche Elektronentheorie der Elektrizitäts- und Wärmeleitung gefunden, die sich indessen bekanntlich neuerdings

[1]) Wissensch. Abhandl. der Phys.-Techn. Reichsanstalt 3, 269—424, 1900.

insbesondere mit Rücksicht auf die NERNSTschen Messungen über die spezifische Wärme der Metalle in tiefen Temperaturen zum mindesten in ihrer ursprünglichen Form als gänzlich unhaltbar erwiesen hat. Bezüglich der Wärmeleitfähigkeit folgte aus den Versuchen von JAEGER und DIESSELHORST, daß λ nahezu unabhängig von der Temperatur sei. Messungen, die LEES[1]) zwischen 18 und —170°C anstellte, ergaben, daß λ in tieferen Temperaturen etwas ansteigt, und zwar bei einzelnen Metallen um Beträge bis zu etwa 20 Proz. Aber auch das LORENZsche Gesetz fand LEES nicht streng erfüllt, sondern $\frac{\lambda}{\varkappa T}$ sank bei den meisten Metallen mit fallender Temperatur, und zwar bei einzelnen Metallen ebenfalls um Beträge bis zu etwa 20 Proz. Bei anderen Metallen indessen war $\frac{\lambda}{\varkappa T}$ nahezu konstant und bei einigen war sogar ein geringer Anstieg von $\frac{\lambda}{\varkappa T}$ mit fallender Temperatur zu konstatieren.

Um über die Temperaturabhängigkeit von λ und über die Gültigkeit oder Ungültigkeit des LORENZschen Gesetzes weiteren Aufschluß zu erhalten, wurde in der Reichsanstalt die Aufgabe in Angriff genommen, an ein und demselben Metallstück thermische und elektrische Leitfähigkeit bis hinab zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs zu bestimmen.

Da schon nach den ersten an Kupfer ausgeführten Messungen mit Sicherheit zu sagen ist, daß sowohl das LORENZsche Gesetz wie die Annahme der Konstanz der Wärmeleitfähigkeit in so tiefen Temperaturen völlig versagen, mag über die bisher erhaltenen Resultate und die verwendete Methode kurz berichtet werden.

Methode. Als Methode wurde die elektrische Erhitzung nach KOHLRAUSCH zugrunde gelegt, bei der man direkt das Verhältnis von λ zu $\varkappa$ und gleichzeitig bei derselben Meßanordnung die Größe von $\varkappa$ selbst erhält, und zwar wurde eine Modifikation der ursprünglichen KOHLRAUSCHschen Methode benutzt, die auf folgendem von DIESSELHORST[2]) angegebenen Prinzip beruht: Es werden bei zwei verschiedenen Belastungsstromstärken die Wider-

---

[1]) Phil. Trans. (A) **208**, 381—443, 1908.
[2]) ZS. f. Instrkde. **22**, 115, 1902.

stände R und R' und die Spannungen E und E' zwischen zwei auf konstanter Temperatur T_0 gehaltenen Punkten eines Versuchsstäbchens gemessen und außerdem der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit $-\frac{1}{\varkappa_0}\frac{d\varkappa}{dT} = \alpha$ bestimmt ($\varkappa_0$ = Leitfähigkeit bei T_0). Dann ist in erster Annäherung:

$$\frac{\lambda}{\varkappa} = \frac{\alpha}{12}\left\{E'^2 + \frac{E'^2 - E^2}{\frac{R'-R}{R}}\right\}, \qquad 1)$$

falls die äußere Wärmeabgabe ausgeschlossen wird und falls $\frac{\lambda}{\varkappa}$ und α innerhalb des der Widerstandserhöhung entsprechenden Temperaturgebietes als konstant angesehen werden kann.

Ist die letztere Voraussetzung, wie es bei größeren Werten von $R' - R$ und besonders in tiefen Temperaturen der Fall ist, nicht hinreichend genau erfüllt, so kann man $\frac{\lambda}{\varkappa}$ und $\frac{1}{\varkappa}$ in Form von TAYLORschen Reihen darstellen und erhält dann in zweiter Annäherung:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\lambda}{\varkappa} \text{ für } (T_0 + 0{,}4\varDelta T') \\ &= \frac{\frac{dR}{dT} \text{ für } (T_0 + 0{,}4\varDelta T')}{12R \text{ für } (T_0 + 0{,}8\varDelta T')}\left\{E'^2 + \frac{E'^2 - E^2}{\frac{R'-R}{R}}\right\} \\ &\varDelta T' = \frac{E'^2}{8\frac{\lambda}{\varkappa}}, \end{aligned}\right\} \qquad 2)$$

wobei der Wert von $\frac{\lambda}{\varkappa}$ in dem Ausdruck für $\varDelta T'$ in erster Annäherung nach 1) zu berechnen ist[1]).

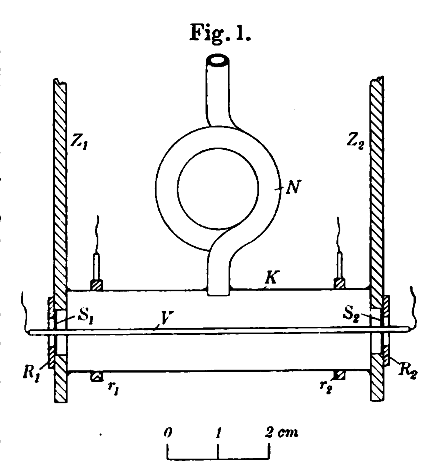
Da es nicht ohne weiteres möglich ist, die Temperatur an zwei Punkten des Versuchsstäbchens bei verschiedener Strombelastung konstant zu erhalten, hat DIESSELHORST[2]) eine abgeänderte Methode angegeben, bei der man von dieser Bedingung

[1]) Die Ableitung der Formeln wird später an anderer Stelle gegeben werden.

[2]) ZS. f. Instrkde. 22, 115, 1902.

unabhängig wird, indem man Widerstände und Spannungen zwischen vier Punkten des Versuchsstäbchens bestimmt. Indessen werden hierbei sehr große Ansprüche an die Meßgenauigkeit gestellt, da die Verschiedenheit der durch die höhere Strombelastung hervorgerufenen prozentualen Widerstandserhöhung für verschieden lange Stücke des Versuchsstäbchens festgestellt werden muß. Deshalb ist die einfachere Methode vorzuziehen, sofern es gelingt, die Bedingung der Temperaturkonstanz an zwei Punkten des Stäbchens genügend genau zu erfüllen. Dies wurde durch folgende Meßanordnung erreicht, bei der man gleichzeitig auch von der äußeren Wärmeleitung völlig unabhängig wird und drahtförmige Versuchsstäbchen verwenden kann, was wegen der sehr kleinen Widerstände der Metalle in tiefen Temperaturen wichtig ist.

Fig. 1.



Meßanordnung. Auf das Versuchsstäbchen V von etwa 7 cm Länge (Fig. 1) sind zwei runde durchbohrte Kupferscheiben S_1 und S_2 gelötet, die in Durchbohrungen der am unteren Ende flachen Zuführungen Z_1 und Z_2 passen. Die Scheibchen S_1 und S_2 werden mit Z_1 und Z_2 durch weich aufgelötete Ringe R_1 und R_2 verbunden. Konzentrisch zum Versuchsstäbchen ist zwischen Z_1 und Z_2 mit Hartlot ein Konstantanrohr K von 0,1 mm Wandstärke gelötet. In das Konstantanrohr mündet ein Neusilberrohr N, durch welches das Innere des Konstantanrohres hoch evakuiert werden kann, so daß man auch bei verhältnismäßig langen Versuchsstäbchen von der äußeren Wärmeleitung völlig unabhängig wird; die Strahlung kommt in tiefen Temperaturen nicht in Betracht und verursacht auch bei 100°C nur kleine Korrektionen. Das Neusilberrohr besitzt eine Spiralwindung, um vom Inneren des Konstantanrohres Strahlungsaustausch mit wesentlich anders temperierten Stellen und kondensiertes Manometerquecksilber fernzuhalten. Das Konstantanrohr liegt zwar im Nebenschluß zum Versuchsstäbchen, doch ist sein Widerstand bei

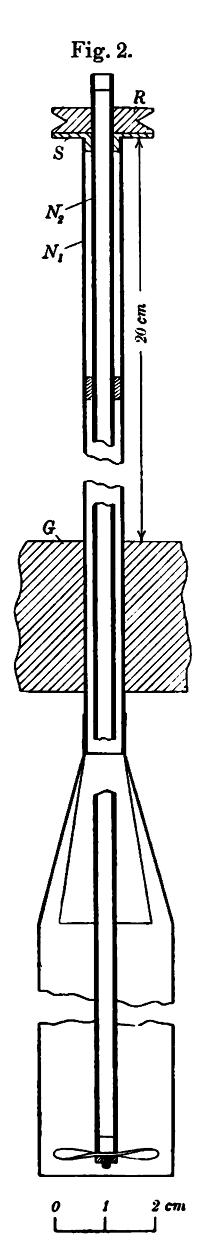
20° abs. sehr groß gegenüber dem des Stäbchens, so daß die bei 20° abs. erforderlichen hohen Stromstärken durch das Rohr nicht merklich vergrößert werden. Der Widerstand des Konstantanrohres zwischen den Kupferringen r_1 und r_2 ist vor dem Einsetzen des Stäbchens bei den in Betracht kommenden Temperaturen bestimmt, so daß der das Rohr durchfließende Strom bei den eigentlichen Versuchen gemessen und in Rechnung gesetzt werden kann. Der Widerstand des Versuchsstäbchens und die entsprechende Potentialdifferenz wird durch zwei an die herausragenden Enden angelötete Potentialdrähte zwischen den Stellen bestimmt, an welchen der Strom durch die aufgelöteten Scheiben S_1 und S_2 zu- und abgeführt wird.

Beobachtet man Widerstand und Spannung bei mehr als zwei verschiedenen Strombelastungen, so kann man aus den Unterschieden zwischen den nach derselben Formel 2) berechneten Werten von $\frac{\lambda}{\varkappa}$ sich ein Urteil darüber bilden, wie weit die Bedingung der Temperaturkonstanz an den Stromzuführungsstellen erfüllt ist, und eventuell aus diesen Werten selbst auf den wahren Wert von $\frac{\lambda}{\varkappa}$ schließen. Man kann aber auch an die herausragenden Enden des Versuchsstäbchens, unmittelbar neben den Scheibchen S_1 und S_2, Differentialthermoelemente anlöten, deren zweite Lötstellen sich in einiger Entfernung in der den Apparat umgebenden Flüssigkeit befinden, also direkt die kleine, bei der höheren Strombelastung auftretende Temperaturerhöhung bestimmen und danach an dem Wert von R' [Formel 2)] eine Korrektion anbringen. Da eine Verunreinigung der herausragenden Enden des Versuchsstäbchens durch Lot nichts schadet, so bereitet das Anbringen der Thermoelemente keinerlei mechanische Schwierigkeiten, und wegen der Kleinheit der zu ermittelnden Korrektionen braucht die Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur für die Differentialthermoelemente nicht sehr genau bekannt zu sein.

Die in Formel 2) vorkommende Größe $\frac{1}{R}\frac{dR}{dT}$ kann man zwischen 0 und 100°C und auch in etwas tieferen Temperaturen mit völlig hinreichender Genauigkeit mit Hilfe einer für R berechneten quadratischen Interpolationsformel ermitteln.

Um $\frac{1}{R}\frac{dR}{dT}$ bei 20° und 90° abs. zu bestimmen, wird der Widerstand des Stäbchens bei konstanter Strombelastung, aber verschiedenem Dampfdruck des Wasserstoffs bzw. Sauerstoffs gemessen, und zwar wird ein konstanter Überdruck durch eine Wassersäule von konstanter Höhe, die ein Teil des ausströmenden Dampfes überwinden muß, eingestellt und an einem Quecksilbermanometer abgelesen. Beobachtet man bei zwei verschiedenen Überdrucken, so kann man leicht die Werte von R und $\frac{dR}{dT}$ genau für die nach Formel 2) erforderlichen Temperaturen ermitteln.

Fig. 2.



Zur genügend raschen Einstellung der Temperatur der Siedeflüssigkeit nach der Druckänderung und zur Vermeidung der Siedeverzüge, die an und für sich schon wegen der intensiven Wärmezufuhr durch die eingetauchten Kupferzuleitungen gering sind[1]), erwies sich eine kräftige Rührung als erforderlich. Um dieselbe auch bei innerem Überdruck, also bei luftdicht abgeschlossenem Flüssigkeitsgefäß zu bewerkstelligen, wurde das Rührwerk folgendermaßen angeordnet: In den das Bad verschließenden Gummistopfen G (Fig. 2) ist ein längeres Neusilberrohr N_1 eingesetzt, in dem am oberen Ende, wo es nicht kalt wird, ein dünnes Neusilberrohr N_2 gelagert ist, das unten Schraubenflügel und oben eine aufgelötete Schnurrolle R trägt; letztere liegt auf einer auf das äußere Neusilberrohr N_1 aufgelöteten Scheibe S, die mit Vaseline eingefettet ist. Dadurch wird auch bei beliebig raschem Lauf des Rührwerkes ohne nennenswerte Reibung ein vollkommen gasdichter Abschluß erzielt. Die Adhäsion zwischen S

[1]) Vgl. Bestelmeyer, Ann. d. Phys. (4) 14, 87—98, 1904.

und R verhindert bei nicht zu hohen Überdrucken ein Hochheben der Schnurrolle; nötigenfalls kann diese durch ein Gewicht beschwert werden.

Die Rührung der Siedeflüssigkeit ist auch der Konstanterhaltung der Temperatur an den Stromzuführungsstellen förderlich; in den oberhalb 0°C verwendeten Bädern nicht siedender Flüssigkeiten ist sie ohnedies nötig.

Stromzuführung. Obwohl das verwendete Kupferstäbchen nur 1 mm Durchmesser hat, sind bei 20° abs. Ströme bis zu 200 Amp. erforderlich. Es entsteht das Problem, einen so starken Strom in den im flüssigen Wasserstoff befindlichen Apparat so einzuleiten, daß die durch die Zuleitungen der Flüssigkeit zugeführte Wärme möglichst gering wird. Betrachtet man dasjenige Stück einer Zuleitung, das zwischen den auf Zimmertemperatur T_1 und den auf Badtemperatur T_0 befindlichen Teilen liegt (Verbindungsstück), so läßt sich bei Vernachlässigung der äußeren Wärmeleitung durch das umgebende Gas folgendes herleiten:

Die gesamte der Badflüssigkeit von der Temperatur T_0 durch das einen gegebenen Strom I führende Verbindungsstück zugeführte Wärmemenge, die sich im allgemeinen aus Jouleschen Wärme und aus der auch ohne Strom von oben her zugeführten Wärme zusammensetzt, ist ein Minimum, wenn für die Potentialdifferenz $V_1 - V_0$ zwischen den Enden des Verbindungsstückes die von dessen Form unabhängige Beziehung

$$(V_1 - V_0)^2 = 2\int_{T_0}^{T_1} \frac{\lambda}{\varkappa}\, d\,T \qquad 3)$$

besteht. Es wird dann

$$Q = \pm\, I(V_1 - V_0), \qquad 4)$$

also gleich der im Verbindungsstück erzeugten Jouleschen Wärme; das Temperaturgefälle am warmen Ende des Verbindungsstückes wird gleich Null.

Die Form des Verbindungsstückes läßt sich bei gegebener Länge desselben mit Hilfe der Variationsrechnung so ermitteln, daß die nach außen an das Gas abgegebene Wärme ein Minimum ist; doch ist die Form praktisch ohne Bedeutung.

Die auf Zimmertemperatur und im flüssigen Wasserstoff befindlichen Teile der Zuleitungen müssen verhältnismäßig dick

sein, die ersteren, damit sie sich nicht erwärmen, die letzteren, damit keine wesentliche JOULEsche Wärme in ihnen erzeugt wird. Bezüglich der Verbindungsstücke ergibt die numerische Berechnung gemäß 3), daß dieselben, wenn sie eine durch äußere Umstände bedingte Länge von 5 bis 10 cm haben, im Verhältnis zu den oberen und unteren Teilen der Zuleitung sehr dünn sein, also dem Aussehen nach etwa Sicherungsstreifen entsprechen müssen.

Wählt man die Verbindungsstücke der Minimumbedingung 3) entsprechend, so kommt man bei Strömen bis zu 200 Amp. mit einem Liter flüssigen Wasserstoff etwa eine Stunde aus. Will man noch mehr erreichen, so muß man die Temperatur T_1 am oberen Ende des Verbindungsstückes erniedrigen, etwa indem man dort mit flüssiger Luft kühlt und oberhalb der flüssigen Luft noch eine zweite der Minimumbedingung entsprechende Sicherung anbringt. Doch wurde eine solche Anordnung bisher praktisch noch nicht ausprobiert.

Material. Das zu den Messungen verwendete Kupfer war ein elektrolytischer Draht von der Firma SIEMENS & HALSKE, der äußerlich noch die von der elektrolytischen Herstellung herrührende granulierte Beschaffenheit hatte; er wurde nur durch vorsichtiges Befeilen auf gleichförmigen, überall kreisförmigen Querschnitt gebracht, aber nicht ausgeglüht und möglichst wenig gebogen; allerdings wurde er beim Auflöten der Scheibchen nicht unbeträchtlich erhitzt.

Eine Probe des Drahtes erwies sich als stark diamagnetisch, während ein Streifen von KAHLBAUMschem elektrolytischen Kupferblech von 1 mm Stärke sich nahezu indifferent verhielt. Die elektrische Leitfähigkeit des Drahtes ist sehr hoch ($6{,}0 \cdot 10^5\ \Omega^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}$ bei 18° C), und ebenso ist die prozentuale Widerstandszunahme zwischen 0 und 100° C außergewöhnlich groß (43,3 Proz.); dementsprechend ist der elektrische Widerstand bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs sehr gering (bei 20,7° abs. nur 2,6 Prom. von dem Widerstand bei 0° C). Das verwendete Kupfer befand sich demnach offenbar in einem sehr idealen Zustand, der vielleicht gerade dadurch hervorgerufen ist, daß die bei der elektrolytischen Herstellung entstandenen Kristalle nicht zerstört wurden.

Ergebnisse. Die Messungen wurden zwischen 0 und 100° C in Bädern von Eis, Petroleum und Paraffinöl und außerdem in

flüssigem Sauerstoff und flüssigem Wasserstoff vorgenommen. Die Resultate werden am anschaulichsten bei graphischer Darstellung.

In Fig. 3 ist $\frac{1}{\varkappa}$ der elektrische Widerstand und $\frac{1}{\lambda}$ der thermische Widerstand (der reziproke Wert der Wärmeleitfähigkeit) bezogen auf den Wert 1 bei 0°C. Außerdem ist die Größe $\frac{\lambda}{\varkappa}$ eingetragen und die Größe $\frac{\lambda}{\varkappa T}$, die nach dem LORENZschen Gesetz konstant sein sollte, beide Größen wieder bezogen auf den Wert 1 bei 0°C. Die kleinen Kreise stellen die eigenen Beobachtungen dar, die Kreuze die Ergebnisse der LEESschen Messungen, denen sich unsere Beobachtungen demnach gut anschließen.

Die Größe $\frac{\lambda}{\varkappa T}$ ist in Übereinstimmung mit dem LORENZschen Gesetz und den Messungen von JAEGER und DIESSELHORST zwischen 0 und 100°C nahezu konstant, sinkt in tieferen Temperaturen zunächst langsam, dann rasch und hat bei 20° abs. nur noch etwa den siebenten Teil des Wertes bei 0°C. Ähnlich ist der Verlauf des thermischen Widerstandes $\frac{1}{\lambda}$; auch dieser ist zwischen 0 und 100°C nahezu konstant und sinkt in stärkerem Maße erst in sehr tiefen Temperaturen; er hat bei 20° abs. etwa den vierten Teil des Wertes bei 0°C.

Wie weit diese Zahlen von der Reinheit und dem sonstigen Zustand des Materials abhängen, kann erst beurteilt werden, wenn Messungen auch an anderen Kupfersorten ausgeführt sind. Die eingehende Diskussion der erhaltenen Resultate mag deshalb hinausgeschoben werden, bis solche Messungen sowie Messungen an anderen Metallen vorliegen.

Man kann sich wohl kaum dem Eindruck entziehen, daß die in Fig. 3 vorgenommene Extrapolation unter 20° abs. richtig ist, d. h. daß sowohl $\frac{1}{\lambda}$ wie $\frac{\lambda}{\varkappa T}$ beim absoluten Nullpunkt verschwinden, wie es für $\frac{1}{\varkappa}$ bei reinen Metallen schon als feststehend angesehen werden kann. Aufschluß hierüber können indessen erst Messungen bei der Temperatur des flüssigen Heliums bringen [1]).

---

[1]) Vgl. die vorläufigen Angaben von KAMERLINGH ONNES und HOLST über die Zunahme der Wärmeleitfähigkeit von Quecksilber bei Heliumtemperaturen

Fig. 3.

Ein sehr starkes Abnehmen des thermischen Widerstandes mit sinkender Temperatur hat EUCKEN [1]) schon bei den elektrisch nicht leitenden Kristallen festgestellt; doch fand er, daß bei diesen der thermische Widerstand zwischen 20 und 273° abs. ungefähr proportional der absoluten Temperatur ist, während bei dem untersuchten Kupfer anfangs eine ganz geringe Abnahme und erst unterhalb 90° abs. ein rasches Sinken des thermischen Widerstandes erfolgt.

Ob die am Kupfer gefundenen Erscheinungen in ähnlicher Weise auch bei anderen Metallen auftreten, können erst weitere Untersuchungen zeigen. Jedenfalls kann man soviel sagen, daß weder das LORENZsche Gesetz noch die Annahme der Konstanz der Wärmeleitfähigkeit der Metalle in tiefen Temperaturen irgend eine allgemeine Gültigkeit hat.

---

in Comm. Leiden Nr. 133c, 40, 1913, Anm. 1. Daraus, daß beim „superconducting"-Werden des Quecksilbers (Sinken des Widerstandes innerhalb 0,05° auf den 10000. Teil) die Größenordnung der Wärmeleitfähigkeit ungeändert bleibt, schließt KAMERLINGH ONNES, daß an dieser Stelle das LORENZsche Gesetz völlig versagt, während er entsprechend den bisher vorliegenden Messungen annimmt, daß es in höheren Temperaturen „holds approximately".

[1]) Ann. d. Phys. (4) 34, 185—221, 1911; Phys. ZS. 12, 1005—1008, 1911.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. | 30. März 1914. | Nr. 6.

Sitzung vom 20. März 1914.

Vorsitzender: Hr. F. Kurlbaum.

Hr. **F. F. Martens** berichtet über die

Herstellung von Schwingungen in Kreisen mit rein metallischer Leitungsbahn durch Interferenz von Koppelungsschwingungen und durch Interferenz von Eigenschwingungen.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

M. Polanyi: Zur Ableitung des Nernstschen Theorems.

M. Robitzsch: Mitteilungen, betreffend die Funkenstation des deutschen Spitzbergen-Observatoriums Ebeltofthafen.

E. Liebreich: Über die Sichtbarmachung schwacher Magnetisierungen, insbesondere von Quermagnetisierungen Poulsenscher Art.

R. Pohl und **P. Pringsheim:** Der Einfluß okkludierter Gase auf den selektiven Photoeffekt.

H. Greinacher: Über einen Gleichrichter zur Erzeugung konstanter Gleichspannung.



Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dipl.-Ing. Dr. GEORG FUHRMANN, Abteilungsleiter an der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof, Adlergestell 28.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. EVERLING.)

Hr. Dr. phil. NIELS BOHR, Kopenhagen, Østersøgade 96.
(Vorgeschlagen durch Hrn. NIELS BJERRUM.)

Hr. Ingenieur G. REUTHE, Berlin-Wilmersdorf, Trautenaustr. 17 und
Hr. Oberlehrer Dr. SEEMILLER, Berlin.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. F. F. MARTENS.)

Hr. Dr. SCHATTE, Berlin W 57, Elßholzstr. 33.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. WOLFF.)

Hr. cand. phil. HERMANN KECHAN, Berlin W 8, Wilhelmstr. 64.
(Vorgeschlagen durch Hrn. O. v. BAEYER.)

Über Kreisprozesse zwischen unendlich benachbarten Isothermen;

von K. von Wesendonk.

(Eingegangen am 6. März 1914.)

Solche Kreisprozesse werden bekanntlich benutzt[1]), um die HELMHOLTZ-NERNSTsche Gleichung[2]) $A - U = T\frac{dA}{dT}$ abzuleiten, welche eine Zusammenfassung[3]) der beiden Hauptsätze der Thermodynamik darstellt. Bei der Wichtigkeit des Themas ist es vielleicht nicht ganz überflüssig, einige Eigenschaften solcher Zyklen in Erinnerung zu bringen.

Es werde ein Kreisprozeß gebildet aus zwei endlichen reversibeln isothermen Vorgängen bei den absoluten Temperaturen T und $T + dT$ und zwei unendlich kurzen Übergängen zwischen den zwei Isothermen. Das zu betrachtende System werde etwa unter Zufuhr einer Wärmemenge $K_1 dT$ von einem mit $\mathfrak{A}$ bezeichneten Zustand auf der Isotherme T in einen Zustand $\mathfrak{C}$ auf

---

1) Man sehe: NERNST, Theoretische Chemie, 7. Aufl., 1913, S. 19—25 (im folgenden wird dieses Werk einfach mit „N" zitiert); POLLITZER, Berechnung chemischer Affinitäten usw., Stuttgart, Encke, 1912, S. 8 u. 9; JELLINEK, Physik. Chemie der Gasreaktionen usw., Leipzig, Hirzel, 1913, S. 45—50.

2) Einigermaßen mißverständlich könnte vielleicht die Angabe von NERNST in der Vorrede zu der Schrift von POLLITZER erscheinen, U bedeute „Wärmeentwickelung" (vgl. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 840 u. 842, 1913). Es wird dann aber U_v als Wärmetönung bei konstantem Volum, U_p als Wärmetönung bei Atmosphärendruck bezeichnet. Nach „N", S. 8 u. 25, ist aber U die Abnahme der Gesamtenergie und $A - U = Q$ die latente Wärme der chemischen Reaktion. U ist die Wärmetönung im NERNSTschen Sinne („N", S. 619) gleich der Änderung der Gesamtenergie oder gleich der Summe der bei einer Reaktion entwickelten Wärmemenge, vermehrt um die geleistete äußere Arbeit, in Kalorien ausgedrückt. Nach POLLITZER, l. c., S. 8, wird U gemessen, indem man den chemischen Vorgang ohne Leistung äußerer Arbeit im Kalorimeter sich abspielen läßt. A erscheint dabei stets als maximale isotherme Arbeit unter den Bedingungen des Vorganges.

3) „N", S. 24—25.

der Isotherme $T + dT$ übergeführt[1]). Dann vollziehe sich auf dieser eine endliche Änderung von 𝔈 nach 𝔇 unter Aufnahme der Wärmemenge $q + dq$. Jetzt werde etwa unter Entziehung einer Wärmemenge $K_2 dT$ das System in den Zustand 𝔅 auf der Isotherme T gebracht und schließlich auf dieser der Anfangszustand 𝔄 wieder erreicht unter Abgabe einer Wärmemenge q. Dabei wird dann eine erster Ordnung unendlich kleine Arbeit dW geleistet, welche dem Übergang der endlichen Wärmemenge q von der Temperatur $T + dT$ zu der Temperatur T entspricht, da ja die Größen $K_1 dT$ und $K_2 dT$ gegen q zu vernachlässigen sind. Alle Vorgänge des Kreisprozesses müssen reversibel sein. Dann gilt bekanntlich die Gleichung:

$$dW = q\frac{dT}{T} \quad \text{oder} \quad q = T\frac{dW}{dT}, \tag{1}$$

und zwar gilt dieser Ausdruck für alle Zyklen der genannten Art, bei denen auf der Isotherme T die Änderung von 𝔅 nach 𝔄 erfolgt, gleichgültig, in welcher Weise die Übergänge zur bzw. von der Isotherme $T + dT$ erfolgen. Allgemeiner noch kann man sagen, die Gleichung $q = T\frac{dW}{dT}$ besteht bei allen Kreisprozessen der genannten Art, bei denen auf der Isotherme T die Wärmemenge q entwickelt wird. dW ist äquivalent der algebraischen Summe aller bei dem Kreisprozeß zu- bzw. abgeführten Wärmemengen[2]), also gleich $dq + K_1 dT + K_2 dT$, d. h. im allgemeinen gilt nicht $dW = dq$. Diese letzte Relation besteht vielmehr allgemein nur, wenn die Übergänge unendlich kurze Isentropen sind, sonst gilt sie nur in Spezialfällen, wie bei „N“, S. 22, wo $dq = dA$ für ideale Gase sich ergibt. Da nämlich die Prozesse auf den Isothermen endliche Veränderungen der betrachteten Systeme ergeben können, so wird eine Größe wie $(K_1 - K_2)dT$ von erster Ordnung sein, sobald die Differenz $(K_1 - K_2)$ einen endlichen Wert besitzt. Ist dieser recht klein, so darf man allerdings praktisch wohl $(K_1 - K_2)dT$ gegen dq vernachlässigen. Nun kann man aber, wenn A die maximale isotherme

---

[1]) Das Vorzeichen der Wärmemengen $K_1 dT$ und $K_2 dT$ richtet sich nach der Art des Überganges, für Isentropen sind beide Größen Null.

[2]) Man hat natürlich in diesen Ausdruck die einzelnen Wärmemengen mit den durch die besondere Art des Zyklus bedingten richtigen Vorzeichen zu versehen.

Arbeit und U die entsprechende Abnahme der Gesamtenergie bedeutet, schreiben: $q = A - U$[1]), und erhält also:

$$A - U = T\frac{dW}{dT}. \qquad 2)$$

Nun ist aber dW gleich der algebraischen Summe der beim Kreisprozeß geleisteten bzw. verbrauchten Arbeiten. Wird von $\mathfrak{C}$ bis $\mathfrak{D}$ die Arbeit $A + dA$ geleistet, so wird von $\mathfrak{B}$ bis $\mathfrak{A}$ die Arbeit A aufgenommen. Bei den unendlich kurzen Übergängen finde Aufnahme bzw. Leistung der Arbeiten dW_1 und dW_2 statt. Die algebraische Summe $dA + dW_1 + dW_2$ stellt also dann die beim Kreisprozeß geleistete (bzw. verbrauchte) Arbeit dW dar; $dW_1 + dW_2$ ist im allgemeinen eine Größe erster Ordnung, ebenso wie dA. Sie kann allerdings manchmal, wie beim Daniellschen Element, gegen dA praktisch zu vernachlässigen sein, doch möchte Verfasser Betrachtungen wie bei „N", S. 764, nicht als völlig streng ansehen. Dehnt sich z. B. ein System bei der Temperaturerhöhung dT unter dem Druck p_n um $\alpha_n dT$ aus, unter entsprechender Arbeitsleistung $p_n \alpha_n dT$, wo α_n eine Art räumlichen Ausdehnungskoeffizienten bedeutet, so wird bei den Übergängen zwischen den Isothermen ($\mathfrak{AC}$ und $\mathfrak{DB}$) etwa eine Arbeit $(p_1\alpha_1 - p_2\alpha_2)dT$ bzw. $p(\alpha_1 - \alpha_2)dT$ geleistet. Nun kann bei den endlichen Änderungen, wie sie auf den Isothermen stattfinden, sehr wohl $(\alpha_1 - \alpha_2)$ endlich sein, also obige Arbeit erster Ordnung werden. Bestimmt man den Zustand des Systems durch sogenannte normale Variable, neben der absoluten Temperatur T seien das noch die Größen $\alpha_1, \alpha_2 \ldots, \alpha_\nu \ldots, \alpha_n$, so verschwindet in dem Ausdruck für die elementare Arbeit $d\varepsilon = \Phi_T dT + \Phi_1 d\alpha_1 + \Phi_2 d\alpha_2 + \Phi_\nu d\alpha_\nu + \cdots \Phi_n d\alpha_n$ die Größe Φ_T, und man kann also bei konstant gehaltenen $\alpha_1, \alpha_2 \ldots, \alpha_\nu \ldots, \alpha_n$ das System ohne Arbeitsleistung von T auf $T + dT$ erwärmen. In den Zuständen $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{C}$, ebenso $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{D}$, sind dann

[1]) Bezeichnet $E_{\mathfrak{A}}$ bzw. $E_{\mathfrak{B}}$ die Energie im Zustand $\mathfrak{A}$ bzw. $\mathfrak{B}$ auf der Isotherme T, und bedeutet, wie üblich, $[x]$ den absoluten Wert der Größe x, so gilt also, falls $E_{\mathfrak{B}}$ kleiner als $E_{\mathfrak{A}}$, die Gleichung $E_{\mathfrak{A}} - [U] = E_{\mathfrak{B}}$. Setzt man die vom System geleistete Arbeit gleich $+[A]$, so hat man $+[U] = +[A] - [q]$, wenn zugeführte Wärme mit $+[q]$ angesetzt wird, die Energieabnahme ist gleich der geleisteten Arbeit vermindert um die zugeführte Wärme oder $+[q] = +[A] - [U]$. Wenn nicht, wie hier angenommen, bei der Änderung $\mathfrak{A}$ bis $\mathfrak{B}$ die Gesamtenergie abnimmt unter Leistung von Arbeit und Aufnahme von Wärme, so gelten andere Vorzeichen.

die normalen Variablen je dieselben, nur T hat sich um dT geändert. Entsprechend der Größe A auf der Isotherme T wird nun auf $T + dT$ die Arbeit $A + \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\alpha dT$ geleistet, die Gesamtarbeit des Kreisprozesses ist jetzt $\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\alpha dT$ und es gilt Gleichung

$$A - U = T\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\alpha \quad 3)$$ [1]

Die den partiellen Differentialquotienten angehängte Größe α soll andeuten, daß bei konstant gehaltenen normalen Variablen α_ν die Differentiation nach T auszuführen ist. Hat man den Zustand des Systems nicht durch normale Variable bestimmt, so ist im allgemeinen Φ_T nicht gleich Null, und man kann nicht allgemein um dT erwärmen bei konstant gehaltenen sonstigen Bestimmungsgrößen, ohne daß dabei Arbeit geleistet wird[2]. Das gilt speziell auch von dem Druck p, und man darf nicht allgemein eine Gleichung

$$A_p - U_p = T\left(\frac{\partial A_p}{\partial T}\right)_p \quad 4)$$

ansetzen („N", S. 735). Allerdings kann, wie schon erwähnt, die algebraische Summe der bei den unendlich kleinen Übergängen

---

[1]) Bei der Änderung $\mathfrak{A}$ nach $\mathfrak{B}$ brauchen durchaus nicht einzelne normale Variable, wie etwa das Volumen v, konstant zu bleiben.

[2]) Ist das Volumen v neben T die einzige normale Variable, so erhält man Gleichung

$$A - U = T\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_v \quad 5)$$

wobei aber A und U nicht etwa bei konstantem Volumen gemessen sein müssen (siehe Pollitzer, l. c., S. 9). Es dürfte aber gut sein, nicht nur zwei unabhängige Variable, etwa v und T zu betrachten, sondern, wie oben, mehrere solche, da ja auch bei konstantem Volumen chemische Arbeit geleistet werden kann; nach Nernst ist ja A_v die maximale isotherme Arbeit bei konstantem Volumen. Auch bei Erwärmung unter konstantem Volumen ist chemische Arbeit nicht ausgeschlossen. Hier dürften Betrachtungen sogenannter Neumannscher Kräfte nützlich sein zur Aufklärung. Kennt man die freie Energie $\mathfrak{F}$, so gibt $\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \alpha_\nu} d\alpha_\nu = \Phi_\nu d\alpha_\nu$ die elementare reversible Arbeit, die der Änderung $d\alpha_\nu$ entspricht. (Siehe Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 854, 1913. Dort ist ein Versehen zu berichtigen auf S. 842, es muß da natürlich heißen:

$$A_v - U_v = T\frac{dA_v}{dT} \quad \text{und} \quad A_p - U_p = T\frac{dA_p}{dT}.)$$

zutage tretenden Arbeiten praktisch zu vernachlässigen sein gegenüber dA. Andererseits ist zu bemerken, daß jeder Kreisprozeß zwischen Isothermen T und $T+dT$, ohne die Art der unendlich kurzen Übergänge zu beachten, durch die Gleichung 3) bis auf Größen zweiter Ordnung ausgedrückt werden kann. Sobald man die maximale isotherme Arbeit A und die entsprechende Energieabnahme U (Wärmetönung) kennt und die partielle Ableitung von A nach T bei konstant gehaltenen normalen Variablen α zu bilden vermag, kann man auch schreiben:

$$A - U = T\left(\frac{\partial A}{\partial T'}\right)_{\alpha}.$$

Es ist dabei aber nicht zu vergessen, daß es sich um eine partielle Differentiation nach T handelt, nicht nur um eine Division mit dT, wie das bei dem Ausdruck 2) für die Größe $\frac{dW}{dT}$ der Fall ist. Finden die unendlich kurzen Übergänge nicht bei konstant gehaltenen normalen Variablen α_ν statt, so ergibt sich die Arbeit $A+dA$ als Differenz der freien Energien $\mathfrak{F}(T+dT_1\alpha_1 + d\alpha_1,\ \alpha_2+d\alpha_2+\cdots,\ \alpha_\nu+d\alpha_\nu\cdots)$ und $\mathfrak{F}(T+dT,\ \alpha'_1+d\alpha'_1,\ \alpha'_2+d\alpha'_2\ldots,\ \alpha'_\nu+d\alpha'_\nu\ldots)$, wenn $\alpha_1, \alpha_2\ldots, \alpha_\nu\ldots$ bzw. $\alpha'_1, \alpha'_2\ldots, \alpha'_\nu\ldots$ die Zustände $\mathfrak{A}$ bzw. $\mathfrak{B}$ auf der Isotherme T charakterisieren. Man erhält also für dA, wenn man nach dT, $d\alpha_1$, $d\alpha_2\ldots$, $d\alpha_\nu$ bzw. $d\alpha'_1$, $d\alpha'_2\ldots$, $d\alpha'_\nu\ldots$ entwickelt, den Ausdruck:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A}{\partial T}dT &+ \frac{\partial\mathfrak{F}(T\alpha_1\alpha_2\ldots\alpha_\nu\ldots)}{\partial\alpha_1}d\alpha_1 + \frac{\partial\mathfrak{F}(T\alpha_1,\alpha_2\ldots\alpha_\nu\ldots)}{\partial\alpha_2}d\alpha_2\\ &+\cdots\frac{\partial\mathfrak{F}(T\alpha_1\alpha_2\ldots\alpha_\nu\ldots)}{\partial\alpha_\nu}d\alpha_\nu - \frac{\partial\mathfrak{F}(T_1\alpha'_1,\alpha'_2\ldots\alpha'_\nu\ldots)}{\partial\alpha'_1}d\alpha'_1\\ &-\frac{\partial\mathfrak{F}(T\alpha'_1\alpha'_2\ldots\alpha_\nu\ldots)}{\partial\alpha'_2}d\alpha'_2 - \cdots - \frac{\partial\mathfrak{F}(T\alpha'_1\alpha'_2\ldots\alpha'_\nu\ldots)}{\partial\alpha'_\nu}d\alpha'_\nu.\end{aligned}$$

Dabei werden die $d\alpha_1$, $d\alpha_2\ldots$, $d\alpha_\nu\ldots$ bzw. $d\alpha'_1$, $d\alpha'_2\ldots$, $d\alpha'_\nu\ldots$ durch die Art der Übergänge bestimmt. Die algebraische Summe der im Ausdruck für dA vorkommenden Glieder, außer $\frac{\partial A}{\partial T}dT$, muß bis auf Größen zweiter Ordnung entgegengesetzt gleich sein der algebraischen Summe der bei den Übergängen geleisteten Arbeiten, denn $dA + dW_1 + dW_2 = dW$ muß ja gleich sein $\frac{\partial A}{\partial T}dT$ (bis auf Größen zweiter Ordnung). Führt man andere Variable: ξ_1,

$\xi_2 \ldots, \xi_\nu \ldots,$ statt der normalen Bestimmungsgrößen α_ν ein und macht die unendlich kurzen Übergänge bei konstant gehaltenen $\xi_1, \xi_2 \ldots, \xi_\nu$, so wird $dA = \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\xi dT$, wo wieder das angehängte ξ bedeuten soll, daß man bei konstanten $\xi_1, \xi_2 \ldots, \xi_\nu$ nach T zu differenzieren hat. Diese Größe stellt aber im allgemeinen nicht die Gesamtarbeit dW des Kreisprozesses dar. Wenn man nämlich die Größen $\alpha_1, \alpha_2 \ldots, \alpha_\nu$ als Funktionen von T und $\xi_1, \xi_2 \ldots, \xi_\nu \ldots$ ansieht, so erhält man die Ausdrücke:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\xi = \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\alpha + \frac{\partial \mathfrak{F}(T\alpha_1 \alpha_2 \ldots \alpha_\nu \ldots)}{\partial \alpha_1}\left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial T}\right)_\xi$$
$$+ \frac{\partial \mathfrak{F}(T\alpha_1 \alpha_2 \ldots \alpha_\nu \ldots)}{\partial \alpha_2}\left(\frac{\partial \alpha_2}{\partial T}\right)_\xi + \cdots + \frac{\partial \mathfrak{F}(T\alpha_1, \alpha_2 \ldots \alpha_\nu \ldots)}{\partial \alpha_\nu}\left(\frac{\partial \alpha_\nu}{\partial T}\right)_\xi$$
$$+ \cdots - \frac{\partial \mathfrak{F}(T_1 \alpha_1', \alpha_2' \ldots \alpha_\nu' \ldots)}{\partial \alpha_1'}\left(\frac{\partial \alpha_\nu'}{\partial T}\right)_\xi - \frac{\partial \mathfrak{F}(T_1 \alpha_1' \alpha_2' \ldots \alpha_\nu' \ldots)}{\partial \alpha_2'}\left(\frac{\partial \alpha_2}{\partial T}\right)_\xi$$
$$- \cdots - \frac{\partial \mathfrak{F}(T\alpha_1', \alpha_2' \ldots \alpha_\nu' \ldots)}{\partial \alpha_\nu'}\left(\frac{\partial \alpha_\nu'}{\partial T}\right)_\xi - \cdots,$$

d. h. also $\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\xi$ ist im allgemeinen von $\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_\alpha$ verschieden.

In den Berliner Berichten für 1913, S. 977, teilt Herr NERNST eine von Herrn PLANCK bewiesene Gleichung von derselben Form wie die HELMHOLTZ-NERNSTsche mit. In dieser steht aber statt der maximalen isothermen Arbeit A, die ja stets durch die Änderung der freien Energie gegeben ist, das sogenannte thermodynamische Potential $F = U + pv - TS$, und statt der Abnahme der Gesamtenergie die sogenannte GIBBSsche Wärmefunktion $\mathfrak{W} = U + pv$. Nach Verfassers Wissen ist aber bisher weder von Herrn NERNST, noch von Herrn POLLITZER angegeben worden, daß unter A_p und U_p die Funktionen F und $\mathfrak{W}$ zu verstehen seien. Man vergleiche übrigens hierzu die Ausführungen des Herrn GRUNER in den Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 655—665, 1912.

Über die Grundlagen der Atommodelle;
von F. A. Lindemann.

(Eingegangen am 5. März 1914.)

Durch die experimentellen Untersuchungen der letzten Jahre sind folgende fünf oder sechs Eigenschaften der Atome sichergestellt:

A. Die Atome sind undurchdringlich, solange sie von Elektronen oder Atomen getroffen werden, deren Geschwindigkeiten kleiner sind als etwa 3.10^8 bzw. 6.10^6 cm/sec [1]).

Bei höheren Geschwindigkeiten können sowohl Elektronen [2]) wie geladene Atome (α-Strahlen [3]) durch die Atome hindurchfliegen. Aus der Größe der Ablenkung läßt sich ein unterer Grenzwert für eine Anzahl Ladungen im Atom berechnen. Der Raum innerhalb des nach verschiedenen Methoden gemessenen Atomvolumens kann daher nicht kontinuierlich erfüllt sein; dieser Schluß, der übrigens schon durch die Betrachtungen NERNSTS über das Trägheitsmoment von Gasatomen nahegelegt wird, läßt sich nur umgehen, wenn man den eintretenden α-Strahl nicht mit dem austretenden identifiziert.

B. Die Atome sind, mit Ausnahme derjenigen der radioaktiven Elemente, über außerordentlich große Zeiten stabil.

C. Die Atome enthalten Elektronen, die in den Spektrallinien sehr wenig gedämpfte elektrische Wellen emittieren. Die Erregung der strahlenden Elektronen kann durch thermische Bewegung, durch chemische Reaktionen, durch Stoß von Elektronen oder durch elektrische Resonanz erfolgen. Die Spektrallinien eines Elements lassen sich vielfach nach empirischen Formeln zusammenfassen, die eine Reihe von Frequenzen in eine Serie nach dem Schema $\nu = \text{konst}\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$ darstellen, falls τ_2 alle ganzzahligen Werte, die größer sind als τ_1, durchläuft.

---

[1]) FRANCK und HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 373, 1913.
[2]) LENARD, Ann. d. Phys. (4) **12**, 714, 1903.
[3]) RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) **27**, 488, 1914.

D. Auch im Gebiete der höchsten Frequenzen, im Röntgenspektrum, sind ungedämpfte Spektrallinien vorhanden (die BARKLA entdeckt hat und deren Wellenlängen MOSELEY nach dem von BRAGG bzw. von de BROGLIE angegebenen Verfahren gemessen hat).

Die Hauptlinien der Elemente, deren Atomgewichte zwischen 40 und 65 liegen, lassen sich nach MOSELEY durch die Formel $\nu = \text{konst}\ n^2$ darstellen, wo n ganze Zahlen bedeutet, die von 19 bis 29 steigen [1]).

E. Ein unterer Grenzwert für die Anzahl der im Atom enthaltenen Elektronen läßt sich aus der Zerstreuung der Röntgenstrahlen in der Materie berechnen, solange die Frequenz der benutzten Röntgenstrahlen groß ist im Vergleich zu der Frequenz der Elektronen. Die nach diesem Verfahren bestimmten Zahlen sind in guter Übereinstimmung mit den nach A berechneten Werten. Sie scheinen nach VAN DEN BROEK [2]) einfach der Ordnungszahl zu entsprechen, wenn die Elemente nach den Atomgewichten geordnet sind [3]).

F. Die Erscheinungen des selektiven Photoeffektes zeigen uns stark gedämpfte Elektronenschwingungen, von denen wir heute noch nicht wissen, ob sie dem Atom als solchem, oder wie die Reststrahlen im Ultraroten nur den Molekülaggregaten der festen und flüssigen Körper angehören. Der von FRANCK und HERTZ [4]) aufgefundene Zusammenhang mit der Ionisierungsarbeit läßt allerdings auf eine Atomeigenschaft schließen.

Man hat neuerdings mehrfach Modelle ersonnen, welche eine oder mehrere der eben angeführten Atomeigenschaften in ihren zahlenmäßigen Zusammenhängen unter sich und mit anderen Größen mit mehr oder minder guter Übereinstimmung zu berechnen gestatten. Ein Teil dieser „Modelle“, die streng genommen allein diesen Namen mit Recht verdienen, hält sich nur an mechanische Grundlagen und Analogien, die Mehrzahl hingegen nimmt den Begriff des PLANCKschen Wirkungselementes zu Hilfe, dessen Einführung den Verzicht auf eine mechanische Erklärung enthält.

---

1) Phil. Mag. (6) **26**, 1024, 1913.

2) Phys. ZS. **14**, 32, 1913.

3) Ebensowenig wie A aber kann diese Eigenschaft uns über die wahre Zahl der Ladungen aufklären. Denn es kommen hier nicht die Elektronen zur Wirkung, die innerhalb des Elektronenkomplexes liegen, der die Frequenzen D aussendet.

4) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 34, 1913.

Der Zweck dieser Zeilen ist es, eine allgemeine Methode darzustellen, nach der man sehen kann, welche Hypothesen notwendig sind, um die oben aufgezählten Beobachtungen mehr oder minder umfassend wiederzugeben.

Zunächst hat man sich zu entscheiden, ob man ein statisches oder ein dynamisches Modell bevorzugt. Mit dieser Entscheidung legt man sich auf eine sehr wesentliche Zusatzhypothese fest, ohne die weder das statische noch das dynamische Modell eine auch nur vorübergehende Stabilität besitzen kann. Im Fall des statischen Modelles ist eine sonst unbekannte Repulsionskraft erforderlich, die den COULOMBschen Kräften entgegenwirkt. Im Fall des dynamischen Modelles kann man die Repulsionskraft durch die Zentrifugalkraft ersetzen, muß aber gleichzeitig die elektromagnetische Strahlung ausschalten. Dies läßt sich zwar weitgehend erreichen, wenn man mehrere Elektronen auf einem Ring synchron rotieren läßt, man kann aber dann zeigen, daß in diesem Falle sämtliche Elektronen auf demselben Ringe sich befinden müssen[1]. Auf einem solchen Ringe aber dürften sich so verschiedene Frequenzen wie die sichtbaren und die Röntgenstrahlfrequenzen kaum unterbringen lassen.

Die Formeln für beide Modelle, die statischen wie die dynamischen, entwickelt man am einfachsten mit Hilfe von Dimensionalbetrachtungen. Eine unendliche Anzahl kann man z. B. durch Verknüpfung folgender fünf Größen herstellen:

1. $nn'e^2$ = Kraft zwischen n positiven und n' negativen Ladungen im Abstand 1 cm.
2. r = Abstand der positiven und negativen Ladungen.
3. m = Masse des Ladungsträgers.
4. ν = Frequenz der beobachteten Elektronenschwingung.
5. h = PLANCKsches Wirkungselement, welches scheinbar für Atomprozesse eine besondere Rolle spielt.

Es muß sein:

$$(n n' e^2)^x m^y r^z h^u = \nu$$

oder

$$(ML^3 T^{-2})^x M^y L^z (ML^2 T^{-1})^u = T^{-1},$$

woraus

$$y = x - 1, \qquad z = x - 2, \qquad u = 1 - 2x$$

folgt.

[1] NICHOLSON, Nature 92, 630, 1914.

Durch Einsetzen verschiedener Werte für x erhalten wir eine beliebig große Anzahl von Formeln, denen eine noch größere Reihe verschiedener Modelle entspricht. Es fehlen ihnen nur konstante Proportionalitäsfaktoren im absoluten Maße, doch ist es in vielen Fällen möglich, diese Größen in einfacher Weise zu berechnen, ohne das der Formel entsprechende Modell näher zu kennen. Dieses vielleicht auch sonst nützliche Verfahren ist am besten an einem einfachen Beispiel zu erläutern: Gesetzt, eine Dimensionalbetrachtung habe die Gleichung $\nu = \text{konst}\sqrt{\frac{\alpha}{m}}$ ergeben, wobei α die quasi-elastische Kraft pro Zentimeter Entfernung aus der Ruhelage bedeutet, also die Gleichung der Pendelbewegung. Da α nur als Kraft in Betracht kommt, kann nur αr (r Amplitude) auftreten, d. h. α hat den numerischen Faktor Eins. Dementsprechend ist offenbar m durch Einführung der Zentrifugalkraft $\frac{mv^2}{r} = 4\pi^2\nu^2 rm$ in die Gleichung gelangt, und es kann also nur mit dem Faktor $4\pi^2$ multipliziert einzusetzen sein. Dies ergibt als Wert der gesuchten Konstanten $\frac{1}{2\pi}$.

Im folgenden sollen kurz einige, verschiedenen Werten von x entsprechende Formeln aufgezählt und gezeigt werden, welche willkürlichen Nebenhypothesen hinzugefügt werden müssen, um zu den in der Einleitung aufgeführten Tatsachen zu gelangen.

I.

$$x = 0, \qquad \nu = \text{konst}\,\frac{h}{mr^2}. \tag{1}$$

α) Ohne Zusatzhypothese: unbrauchbar,

β) Eine Zusatzhypothese: r, der Abstand der Elektronen, die die charakteristischen Röntgenstrahlen emittieren, von der positiven Ladung ist $\sim \frac{1}{n}$, wie es einer Repulsionskraft proportional r^{-3} entspricht, falls man die gegenseitige Einwirkung der Elektronen vernachlässigt[1]).

Resultat: $\nu = \text{konst}\, n^2$, d. h. die Beziehung von Moseley, in der ν die Röntgenspektralfrequenz und n die Zahl der

---

[1]) Dies ergibt sich sofort durch Gleichsetzung von $\frac{ne^2}{r^2} = \frac{k}{r^3}$.

positiven Ladungen im Kern des Atoms nach A und E (S. 281 u. 282) bezeichnet.

γ) Zwei Zusatzhypothesen:

1. r der Abstand der optischen Elektronen, ganzzahlige Vielfache einer Größe r_0.
2. Das Elektron strahlt beim Übergang von einem r zum anderen monochromatisch die mittlere bzw. eine dazwischenliegende Frequenz.

Resultat: $\nu = \text{konst}\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$, d. h. BALMERsche Serie ohne Konstante, da r_0 nicht bekannt.

II.

$$x = {}^1/_2. \qquad \nu = \text{konst}\sqrt{\frac{e^2 n n'}{m r^3}}.$$

Die Konstante ergibt sich zu $\frac{1}{2\pi}$, also:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{e^2 n n'}{m r^3}}. \tag{2}$$

α) Ohne Zusatzhypothese: Die Eigenfrequenzen des selektiven Photoeffektes ergeben sich für Rb, K und Na innerhalb der Beobachtungsfehler in absolutem Maße.

β) Mit einer Zusatzhypothese: $r \sim \frac{1}{n}$ wie bei I. β.

Resultat: $\nu = \text{konst}\, n^2$, d. h. Beziehung von MOSELEY wie unter I. β.

γ) Mit zwei Zusatzhypothesen:

1. $r \sim \tau^{2/3}$ bei den optischen Elektronen, wobei τ eine ganze Zahl ist.
2. Das Elektron strahlt beim Übergang monochromatisch wie bei I. γ.

Resultat: $\nu = \text{konst}\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$, d. h. BALMERsche Serie ohne Konstante, da r_0 nicht bekannt wie bei I. γ.

Die Annahme $r \sim n^{2/3}$ usw. erscheint wohl hier nur deswegen besonders gewagt, weil wir uns auf dem Boden der klassischen Mechanik bewegen und wir nicht durch die Einführung der Quantenhypothese schon auf solche Kühnheiten vorbereitet sind.

III.

$$x = 1. \qquad \nu = \text{konst}\,\frac{n\,n'\,e^2}{h\,r}\cdot$$

Die Konstante ergibt sich allgemein zu 1, also:

$$\nu = \frac{n\,n'\,e^2}{h\,r} \tag{3}$$

oder, falls man willkürlich das Quant gleich der kinetischen Energie $\frac{e^2}{2r}$ setzt, so wird

$$\nu = \frac{1}{2}\,\frac{n\,n'\,e^2}{h\,r}\cdot \tag{4}$$

α) Ohne Zusatzhypothese geben 3) und 4) die Eigenfrequenz des selektiven Photoeffektes von Rb, K, Na und Li wieder, und zwar 4) in absolutem Maße.

β) Eine Zusatzhypothese: $r \sim \frac{1}{n}$ wie I. β und II. β.

Resultat: $\nu = \text{konst}\, n^2$, d. h. Beziehung von Moseley.

β′) Eine andere Zusatzhypothese: $r = \text{konst}$ und alle n'-Elektronen schwingen.

Resultat: $\nu = \text{konst}\, n^2$ bzw. $\nu = \text{konst}\, n\,(n-1)$. Diese Formeln geben auch die zweiten Linien in Moseleys Spektren.

γ) Zwei Zusatzhypothesen:

1. r proportional der Anzahl der Quanten τ.
2. Das Elektron strahlt beim Übergang von einem r zum anderen monochromatisch wie bei I. γ und II. γ.

Resultat: $\nu = \text{konst}\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$, d. h. Balmersche Serie ohne Konstante wie I. γ und II. γ.

γ′) Zwei andere Zusatzhypothesen:

1. $r \sim \tau^2$, wo τ eine ganze Zahl.
2. Das Elektron strahlt beim Übergang monochromatisch.

Resultat: $\nu = \text{konst}\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$, d. h. Balmersche Serie, abgeleitet nach dem Schema von Gehrcke.

III. γ sowie III. γ′ ergeben einen, dem allgemein angenommenen Werte von r_0 für Wasserstoff sehr nahen Wert. Daß in der Formel r_0, d. h. eine Körperkonstante frei bleibt, dürfte für

die Anwendung auf verschiedene Elemente nur erwünscht sein. Die Formel III. mit den nötigen drei Zusatzhypothesen hat den Vorzug, die Tatsachen A, C, D, E und F zu vereinigen. Auch hat es den Vorteil, daß es für die Energie, mit der ein Elektron unter Bestrahlung abfliegt, konst. ν ergibt, d. h. das EINSTEINsche lichtelektrische Gesetz, dessen kühne Extrapolation auf die Röntgenfrequenzen, die WIEN schon im Jahre 1905 unternommen, neuerdings glänzend bestätigt ist[1]).

IV.

$$x = 2. \qquad \nu = \text{konst}\,\frac{n^2 n'^2 e^4 m}{h^3}.$$

Die Konstante ergibt sich zu $2\pi^2$, also:

$$\nu = 2\pi^2 \frac{n^2 n'^2 e^4 m}{h^3}.$$

α) Ohne Zusatzhypothese: unbrauchbar.

β) Eine Zusatzhypothese: unbrauchbar.

γ) Zwei Zusatzhypothesen:

1. Das Elektron strahlt beim Übergang monochromatisch wie bei I. γ, II. γ, III. γ.
2. Beim Übergang vom Zustand mit τ_1 Quanten zum Zustand mit τ_2 Quanten wird ein Quantum ausgestrahlt, obwohl $\tau_1 - \tau_2$ beliebige Werte haben kann.

   Resultat: $\nu = \frac{2\pi^2 n^2 n'^2 e^4 m}{h^3}\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$, d. h. die BALMERsche Formel, und zwar mit der richtigen Konstanten im absoluten Maße bei H, falls man $n = n' = 1$ setzt, d. h. dem H-Atom nur eine positive Ladung zuschreibt. Diese Annahme schließt eine selektive Absorption im Gebiete der Röntgenstrahlen aus, was angesichts der Ionisierbarkeit des H_2 durch Röntgenstrahlen unwahrscheinlich sein dürfte.

δ) Drei Zusatzhypothesen:

1. Wie unter γ 1.
2. Wie unter γ 2.
3. Die beobachteten Hauptfrequenzen im Röntgenspektrum sind durch die Werte $\tau_1 = 1$ und $\tau_2 = 2$ bestimmt.

---

[1]) W. H. BRAGG, Conseil Solvay 1913; A. SOMMERFELD, ebenda 1913.

$$\text{Resultat: } \nu = \frac{2\pi^2 n^2 e^4 m}{h^3}\left(1 - \frac{1}{4}\right) = \frac{3}{2}\pi^2 \frac{e^4 m}{h^3} n^2,$$

d. h. die Beziehung von MOSELEY mit der Konstante im absoluten Maße.

Der Ansatz IV ergibt also die BOHRsche Formel in ihrer Anwendung sowohl auf die Serienspektren wie auf die Röntgenfrequenzen, ist dabei jedoch von mehreren von BOHRS speziellen Annahmen in der Herleitung frei. Bemerkenswert erscheint, daß sie im Gegensatz zu II und III den selektiven Photoeffekt **nicht** umfaßt. Das Fehlen einer spezifischen Körperkonstanten, außer n, gestattet zwar, die Konstanten der vorhandenen Fälle, in denen die Formel stimmt, in absolutem Maße zu berechnen, dürfte aber der Formel in Zukunft sehr gefährlich werden. So wäre es z. B. schwer, eine Serie im optischen Spektrum mit kleinen τ_1 bei den Alkalimetallen zu erklären, wo doch n etwa die Werte 3, 11, 19, 35, 51 annimmt. Allerdings ist ihr stets eine weitgehende Anpassungsfähigkeit in den Fällen gesichert, in denen n nicht nach A und E bestimmt ist und wo es sich um eine alleinstehende Linie handelt. Dann kann man durch geschickte Wahl von τ_1 und τ_2 allerdings den Faktor $n^2\left(\frac{1}{\tau_1^2} - \frac{1}{\tau_2^2}\right)$ zumal im ultravioletten Gebiet wohl oft zur Deckung mit der Beobachtung bringen.

Daß alle solche Formeln, wenigstens der Größenordnung nach, brauchbare Werte liefern, hat seinen Grund in den tatsächlichen Größen von ν, r, e, m und h, die bekanntlich SOMMERFELD zu der Vermutung drängten, daß die Atome nur derivierte Erscheinungen seien, daß die h-Hypothese dagegen das ursprüngliche Phänomen bedeute.

Setzt man in der allgemeinen Gleichung (S. 283) die Zahlenwerte ein, so erhält man:

$$\nu = \text{konst}\,(nn'e^2)^x\, m^{x-1}\, r^{x-2}\, h^{1-2x} = \text{konst}\,\frac{(nn'e^2)^{z+2}\, m^{z+1}\, r^z}{h^{2z+3}}.$$

Die Konstante ergibt sich in den Fällen, in denen h in der Formel bleibt, d. h. wo man Energien einführen muß, zu $(2\pi^2)^{z+1}$.

Die allgemeine Formel lautet also:

$$\nu = \frac{(2\pi^2)^{z+1} n^{z+2} n'^{z+2}}{\tau^{2z+3}} \cdot \frac{(e^2)^{z+2} m^{z+1}}{h^{2z+3}} r^2 = \frac{n^{z+2}\, n'^{z+2}}{\tau^{2z+3}} \cdot (094\, r)^2 . 3{,}26 . 10^{15},$$

wenn man $e = 4{,}78 \,.\, 10^{10}$, $\frac{e}{m} = 5{,}31 \,.\, 10^{17}$, $\frac{e}{h} = 7{,}27 \,.\, 10^{16}$ und r in Einheiten von 10^{-8} cm einsetzt. Da der Atomradius immer von der Größenordnung 10^{-8} cm ist, erhält man immer optische Frequenzen von der richtigen Größenordnung, wenn man $n = n' = 1$ setzt. Zu der BALMERschen Formel kann man immer gelangen, wenn man $r \sim \tau^{2s}$ bzw. $r \sim \tau^{2s+1}$ setzt, je nach den weiteren Zusatzhypothesen. Die Beziehung von MOSELEY folgt, falls man den Abstand der Kernelektronen $r \sim n^{-2}$ bzw. $r \sim n^{-2s-2}$ setzt, je nachdem, ob man ein Elektron oder alle Elektronen schwingen lassen will. Ebenso müssen alle Berechnungen der chemischen Wärmetönungen, Ionisation usw. der Größenordnung nach stimmen. Denn sie beruhen alle im wesentlichen auf Gleichsetzung von $\frac{Q}{N}$ der Wärmetönung und $h\nu_2 - h\nu_1$ oder $\frac{Q}{N}$ und $\int_{r_1}^{r_2} f(r)\,dr$, wobei r_1 und r_2 durch die Gleichung

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{f'(r)}{m}}$$

bestimmt und ν_1 und ν_2 der Erfahrung entnommen sind. Gelangt man also einmal zu ν von der richtigen Größenordnung, so muß auch $\int_{r_1}^{r_2} f(r)\,dr$ bzw. $h\nu_2 - h\nu_1$ ungefähr stimmen.

Obige Beispiele mögen genügen, um die Anpassung der Dimensionalbetrachtung an die beobachteten Zahlen zu erläutern. Natürlich lassen sich auch ganz andere Größen in die Dimensionalbetrachtung einführen, z. B. statt der elektrostatischen eine magnetische Kraft, wie es RITZ bei seiner Ableitung der Serienformel getan hat, oder statt der diskreten Ladungen im Abstand r_1 eine Volumenladung, bei der also statt e^2 und r die Ladungsdichte einzuführen ist. Das auf dieser Annahme gegründete Modell von J. J. THOMSON führt zufälligerweise zu den gleichen Folgerungen, wie die oben als Beispiel ausgeführte Dimensionalbetrachtung II[1]). Es hat jedoch den Vorteil monochromatischer Strahlung, und man kann natürlich durch passende Wahl der räumlichen Verteilung der Ladungsdichten jede ge-

[1]) Vgl. hierzu Bericht des ersten Solvay-Kongresses 1911.

wünschte Spektrallinie oder Serie erhalten[1]). Nur läßt sich ein solches Modell schwerlich mit der Tatsache A in Einklang bringen.

Die Dimensionalbetrachtungen haben selbstverständlich die Gültigkeit der gewöhnlichen Naturgesetze zur Voraussetzung; so wäre z. B. ohne das COULOMBsche Gesestz die Dimension von e^2 unbestimmt. Mit anderen Worten: aus Dimensionalbetrachtungen kann man keine Naturgesetze herleiten, aber auf Grund von Naturgesetzen kann man Modelle bauen.

Die Einführung der Größe h bedeutet offenbar die Annahme eines neuen Naturgesetzes, aber leider in einer Form, die den Nachteil vollkommener Unanschaulichkeit aufweist. Man darf und wird jedoch versuchen, die Quantentheorie unter Preisgabe z. B. des COULOMBschen Gesetzes durch ein anderes Gesetz etwas anschaulicher zu machen. Bei derartigen Versuchen stößt man sehr bald auf das Ergebnis, daß hier sehr viele Gesetze von vornherein ausgeschlossen sind. Setzt man die Kraft zwischen zwei Teilchen gleich $f(r)$, so ist ihre Frequenz, wenn sie umeinander kreisen, gegeben durch die Gleichung:

$$f(r) = \frac{m_1 v_1^2}{r_1} + \frac{m_2 v_2^2}{r_2} = \frac{m_1\left(2\pi\nu r \frac{m_2}{m_1+m_2}\right)^2}{r\frac{m_2}{m_1+m_2}} + \frac{m_2\left(2\pi\nu r \frac{m_1}{m_1+m_2}\right)^2}{r\frac{m_1}{m_1+m_2}} = 8\pi^2 r \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\nu^2,$$

d. h.:

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{f(r)(m_1+m_2)}{2 r m_1 m_2}}.$$

Das Trägheitsmoment ist $r^2\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$, also die kinetische Energie $L = 4\pi^2\nu^2 r^2\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$. Die potentielle Energie $\Phi = \int_r f(r)\,dr$, wobei die obere Grenze des Integrals je nach dem Kraftgesetz einzuführen ist. Setzt man nun die kinetische Energie gleich $h\nu$, so wird:

$$\frac{h}{2\pi}\sqrt{\frac{f(r)(m_1+m_2)}{2r m_1 m_2}} = 4\pi^2 r^2\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}\cdot\nu^2,$$

oder:

$$f(r) = \frac{h^2(m_1+m_2)}{2\pi^2 m_1 m_2 r^3}.$$

---

[1]) HASENÖHRL, Phys. ZS. 12, 931, 1911; Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 756, 1911.

Die Konstante $\frac{h^2}{2\pi^2 m}$ beträgt, falls man Elektronengrößen einführt, $2{,}47 \,.\, 10^{-27}$. Dies entspricht der Kraft, welche eine positive und eine negative Ladung e auf ein Elektron in großem Abstande in ihrer Verbindungslinie ausüben würden, falls ihr Abstand $1{,}08 \,.\, 10^{-8}$ cm wäre.

Ähnliches gilt, wenn man die potentielle Energie berücksichtigt. Die Änderung des Quantums mit dem Abstand beträgt

$$\frac{d(h\nu)}{dr} = \frac{h}{4\pi} \frac{f(r) + r f'(r)}{r^2 \sqrt{\frac{f(r)(m_1 + m_2)}{2 r m_1 m_2}}}.$$

Die Änderung der potentiellen Energie mit dem Abstand ist offenbar $\frac{d\Phi}{dr} = f(r)$. Man sieht wiederum, daß die Energie nur dann den Betrag $h\nu$ erreichen kann, wenn $f(r)$ langsamer mit der Entfernung abnimmt als proportional $\frac{1}{r^3}$. Also schließt schon der Quantenansatz $E = h\nu$ von vornherein alle solche Kraftgesetze, bei denen die Kraft schneller als $v \cdot \frac{1}{r^3}$ abnimmt, aus, falls man nicht annehmen will, daß zwei Körper im Raum nicht umeinander kreisen können.

Das Gesetz $F = \frac{e^2}{r^3}$ hat nun eine Reihe von Eigentümlichkeiten, die eine kurze Diskussion lohnend erscheinen lassen. Zunächst ergibt der Dimensionalansatz Kraft $= \frac{e^2}{r^3}$ der elektrischen Ladung e die Dimension $M^{1/2} L^2 T^{-1}$, so daß bei konstanter Masse M e seiner Dimension nach nicht von h zu unterscheiden wäre. Daraus folgt als weitere Eigentümlichkeit dieses Kraftgesetzes, daß sich durch keine Kombination der Größen e^2, m, r und h der Abstand der Ladungen r aus der Gleichung für ν eliminieren läßt. Die Gleichung lautet: $\nu = \left(\frac{e^2}{m h^2}\right)^x \cdot \frac{m h}{r^2}$. Da e^2 hier dem Zahlenwerte nach natürlich keineswegs mit der gewöhnlichen Konstanten übereinstimmt, liegt auch hier die Möglichkeit vor, die gewünschten Frequenzen zu finden. Setzt man z. B. nach obigem $e^2 = 2{,}47 \,.\, 10^{-27}$, so ergibt sich für $x = 1$ $\nu = \frac{0{,}373}{r^2}$. Der Grundschwingung der

BALMERschen Serie für Wasserstoff entspräche also hier $r = 1{,}06 \, . \, 10^{-8}$, d. h. wiederum eine durchaus mögliche Zahl. An dritter Stelle ist die Bahnkurve bemerkenswert, in der eine Ladung e das Anziehungszentrum umkreist, falls die Kraft $\frac{e^2}{r^3}$ gesetzt wird.

Das erste KEPLERsche Gesetz (Flächensatz) bleibt erhalten, aber statt der zweiten und dritten Gesetze ergibt sich eine Kurve, deren Gleichung

$$r = \frac{r_0}{\cos\left(\varphi \sqrt{1 - \frac{\Phi}{L}}\right)}$$

lautet.

Eine geschlossene Kurve folgt aus dieser Gleichung [1]) nur in dem Spezialfall, daß die kinetische und potentielle Energie einander

[1]) Die Ableitung erfolgt ganz einfach analog der Ableitung der KEPLERschen Gesetze.

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} = - f(r) \frac{x}{r}$$

$$m \frac{d^2 y}{d t^2} = - f(r) \frac{y}{r}$$

$$y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} = 2c \text{ (Flächensatz)}$$

$$\frac{m}{2} \frac{d}{dt}\left[\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right] = -\frac{f(r)}{r}\left(x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt}\right)$$

$$= - f(r) \frac{dr}{dt} = \frac{k}{2} \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r^2}\right)$$

$$\frac{m}{2}(v^2 - v_0^2) = \int_{r_0}^{r} f(r)\, dr = \frac{k}{2}\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_0^2}\right)$$

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2$$

$$\tfrac{1}{2}\left(y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt}\right) = \frac{r^2}{2} \frac{d\varphi}{dt} = c$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \cdot \frac{2c}{r^2} = \sqrt{v^2 - r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2} = \sqrt{\frac{2}{m} \int f(r)\, dr + v_0^2 - \frac{4c^2}{r^2}}$$

$$d\varphi = \frac{2c\, dr}{r^2 \sqrt{v_0^2 + \frac{k}{m}\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_0^2}\right) - \frac{4c^2}{r^2}}}$$

gleich sind. In diesem Falle ist die Energie proportional der Frequenz, genau wie es die Quantenhypothese voraussetzt. Im Gegensatz hierzu folgt bekanntlich aus einer COULOMBschen Anziehungskraft eine Energie proportional $\nu^{2/3}$.

Wird $L_0 < \Phi_0$, d. h. wird das Elektron in der Kreisbahn ein wenig verzögert, so fällt es nach der Gleichung

$$r = \frac{r_0}{\cos\left(\varphi\, i \sqrt{\frac{\Phi}{L} - 1}\right)} = r_0 \cos \mathfrak{Amp}\left(\varphi \sqrt{\frac{\Phi}{L} - 1}\right)$$

auf spiraliger Bahn in den Zentralkörper hinein. Wird umgekehrt $L_0 > \Phi_0$, d. h. wird das Elektron in der Kreisbahn etwas beschleunigt, so fliegt es nach $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\Phi}{L}}}$ Umläufen parabolisch in die Unendlichkeit.

Es mag davon abgesehen werden, die Hypothese dieses Kraftgesetzes $\frac{e^2}{r^3}$ durch weitere Zusatzannahmen den Erfahrungstatsachen anzupassen. Seine interessanten Eigenschaften sind nur erläutert worden, um zu zeigen, daß auch ein anderes Kraftgesetz als das

---

$$v_0^2 - \frac{k}{m r_0^2} = \frac{2(L_0 - \Phi_0)}{m}$$

$$\frac{k}{m} - 4c^2 = -\frac{2 r_0^2}{m}(L_0 - \Phi_0), \text{ da } 2c = v_0 r_0$$

$$d\varphi = \frac{2c\, dr}{r\sqrt{(L_0 - \Phi_0)\left(\frac{2}{m} r^2 - \frac{2 r_0^2}{m}\right)}}$$

$$K + \varphi = \frac{2c}{r_0 \sqrt{\frac{L_0 - \Phi_0}{m}}} \operatorname{arc\,sec} \frac{r}{r_0}$$

$$r = \frac{r_0}{\cos \frac{(K + \varphi) r_0^2 \sqrt{2(L_0 - \Phi_0)}}{2c\sqrt{m}}} \qquad K = 0$$

$$r = \frac{r_0}{\cos\left(\varphi \sqrt{1 - \frac{\Phi_0}{L_0}}\right)}$$

COULOMBsche vielleicht noch mehr als dieses zur Konstruktion von Atommodellen geeignet ist. Ein im Inneren der Atome vom COULOMBschen abweichendes Kraftgesetz ist an sich nicht unwahrscheinlicher als manche der bisher vertretenen Hypothesen, und hätte vielleicht den Vorteil, eine gewisse Erweiterung in die Modellbetrachtungen hineinzubringen, die sich bisher alle auf dieselben Grundlagen zurückführen lassen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß man aus Dimensionalbetrachtungen die Formeln und auch die Konstanten, welche Atommodellen entsprechen, ableiten kann, und welche Hypothesen einzuführen sind, um die Übereinstimmung mit den Erfahrungstatsachen herbeizuführen. Insbesondere wird gefunden, daß die Formeln der „Atommodelle“ von BOHR und GEHRCKE Spezialfälle der allgemeinen Dimensionalformel sind, welche man auch ohne ihre speziellen Voraussetzungen ableiten kann. Es ist auf die Möglichkeit der Einführung eines anderen Kraftgesetzes als das COULOMBsche im Inneren der Atome hingewiesen und an dem Beispiel, Kraft proportional Abstand^{-3}, erläutert.

Mitteilungen betreffend die Funkenstation des deutschen Spitzbergen-Observatoriums, Ebeltofthafen;

von M. Robitzsch.

(Eingegangen am 14. März 1914.)

Durch Vermittelung der Oberleitung des deutschen Spitzbergen-Observatoriums, Herrn Geheimrat HERGESELL-Straßburg, wurde im Jahre 1912 obengenanntem Institute von der Telefunken-gesellschaft Berlin durch die Güte des Herrn Grafen ARCO eine kleine $^1/_2$-Kilowattstation zur Verfügung gestellt. Diese Station sollte vermittelst der großen 7-Kilowattstation in Green-Harbour dem Observatorium den Verkehr mit Europa ermöglichen.

Leider trafen die Stationsapparate, hauptsächlich wohl infolge der durch die Witterung des Herbstes 1912 bedingten Unzuverlässigkeit der Schiffahrt im Eismeer, erst Ende September (28.) auf dem Observatorium ein.

Bei der fortgeschrittenen Jahreszeit ließ sich die projektierte 20 m hohe Schiffsantenne ohne erhebliche Schwierigkeiten nicht mehr errichten. Verfasser, der mit der Errichtung und Bedienung der Funkenstation betraut war, beschloß deshalb, auf eine Fertigstellung der Gebestation vorläufig zu verzichten, hauptsächlich veranlaßt durch die Entschlüsse des Herrn Dr. KURT WEGENER, dem die Leitung des gesamten Observatoriumsbetriebes an Ort und Stelle oblag.

Mit der Funkenstation Green-Harbour war verabredet worden, zweimal wöchentlich mit Ebeltofthafen in Verbindung zu treten. Zu den festgesetzten Zeiten sollte Green-Harbour zuerst auch ohne Bestätigung von seiten des Observatoriums Zeitsignale senden. Zu diesem Zwecke hatte das Observatorium in Green-Harbour ein Boxchronometer stationiert, dessen Stand möglichst häufig an den funkentelegraphischen Zeitsignalen des Eiffelturmes kontrolliert werden sollte. Über diese Kontrolle wurde Buch geführt: die Zeitsignale wurden nach diesem Chronometer unter

Berücksichtigung aller Korrektionen gegeben. Das Observatorium ist für die sachgemäße, exakte Zeitübertragung, die zunächst seismologischen Studien diente, allen Beamten der Station Green-Harbour, vor allem aber dem Leiter der Funkenstation, Herrn Olaf Henriksen zu großem Danke verpflichtet.

Um den geplanten Zeitdienst durchzuführen, beschloß Verfasser, jedenfalls das Empfangssystem der Observatoriumsstation fertigzustellen. Zu diesem Zwecke war es nötig, eine stets betriebsfertige Empfangsantenne zu schaffen, da eine nur zeitweise brauchbare Empfangsantenne die Vorzüge einer dauernden Uhrkontrolle illusorisch gemacht haben würde.

Als Empfangsantenne kam nur eine feste Erdantenne in Betracht. Schon der erste Versuch mit einer solchen, die Zeichen von Green-Harbour zu empfangen, brachte den gewünschten Erfolg (2. Oktober), obwohl zu diesem Zwecke nur zwei 40 m lange Drähte, in das Azimut der gebenden Station orientiert, auf dem bereits mit Schnee bedeckten Boden ausgelegt wurden, zwischen denen der Empfangsapparat eingeschaltet wurde. Mit dieser primitiven Anordnung wurde Green-Harbour stets (135 km), die Schwesterstation Ingö (etwa 1000 km) hier und da gehört. Da auf diese Weise der Empfang der Zeitsignale gesichert schien, wurde am 4. Oktober eine feste, längere Erdantenne gebaut, die, auf etwa 1 m hohen Stangen isoliert angebracht, eine Totallänge von 230 m erhielt. Der Empfang war jetzt, zumal auch eine Neueinregulierung der Detektoren erfolgte, die auf dem Transport gelitten hatten, erstklassig: Ingö war nun in allen Fällen gut zu hören.

Es ist wohl allgemein bekannt, daß in arktischen Gegenden die Lautstärke funkentelegraphischer Zeichenübertragung — trotz gleicher von den gebenden Stationen benutzter Sendeenergie — außerordentlich großen Schwankungen ausgesetzt ist. Diese Lautstärkeschwankungen erfolgen in keiner Weise gesetzmäßig, ebenso können sie nicht durch plötzliche „Witterungsschwankungen" herbeigeführt werden. Letztere können wohl Perioden allgemeiner Lautverstärkung oder Schwächung hervorrufen, wie sie ja auch in Europa bekannt sind, doch sind die kurzen, spontan auftretenden und plötzlich wieder verschwindenden Schwankungen der Empfangsenergie auf andere, bisher noch ungeklärte Einflüsse zurückzuführen.



Zur Charakterisierung dieser Lautstärkeschwankungen möge folgendes Beispiel dienen, das sich durch zahlreiche andere ebensogut ersetzen ließe.

Am 2. November 1912, abends 8 Uhr 30 Minuten, rief Ingö mit großer Lautstärke [50 Ohm parallel zu 1000[1])] Green-Harbour an. Green-Harbour antwortet mit einer Lautstärke von 30 Ohm; den Anruf von Ingö hat es selbst mit 100 Ohm gehört! Ingö gibt hierauf ein Telegramm. Während dessen Aufgabe sank die Lautstärke der gebenden Station bis zur Hörgrenze, um plötzlich wieder rapide zu steigen. Diese Verhältnisse treten häufig derart spontan auf, daß man nur wenige Zeichen hört und im nächsten Moment auch bei gespanntester Aufmerksamkeit nichts wahrnimmt. So kann man auch wohl erklären, daß hier und da die 130 km entfernte Station — trotz guter Abstimmung! — mit geringerer Lautstärke zu hören war, wie kurz zuvor die nahezu 1000 km entfernte Station, die übrigens die gleiche Sendeenergie besitzt[2]).

Der gelegentliche Beobachter, der nicht täglich diese Erscheinung wahrnimmt, findet die Erklärung der Verhältnisse unschwer durch Kombination zweier noch nicht geklärter Erscheinungen: Die Lautstärkeschwankungen werden hervorgerufen durch eine Beeinflussung der Übertragung funkentelegraphischer Zeichen durch das Polarlicht, eine Möglichkeit, die zu beweisen oder zu bestreiten nach dem heute vorliegenden Material müßig ist. Es mag hier nur darauf hingewiesen werden, daß diese Lautstärkeschwankungen, vorzugsweise während der Mitternacht, immer auftreten können, gleichwohl ob Polarlicht am Himmel steht oder nicht. Es wurde trotz blendend hellem Polarlicht sehr gute Übertragung beobachtet, während bei anderer Gelegenheit bei Polarlicht Lautstärkeschwankungen in großen Dimensionen wahrgenommen wurden. Genau dasselbe war zu konstatieren an polarlichtfreien Tagen, wo Schwankungen der

---

[1]) Die bekannten Lautstärkemessungen durch einen variierbaren, parallel zum Telephon des Empfangsapparates geschalteten Widerstand sind wohl völlig unzureichend und nutzlos, solange man sich vor der Ausführung der Messung nicht davon überzeugt, daß die Empfindlichkeit des Empfangssystems jeweilig dieselbe geblieben ist. Auch gilt es, vorher noch ein ungelöstes physiologisches Problem zu klären.

[2]) Es mag hier darauf hingewiesen werden, daß häufig der Empfang nach Kommutieren des Detektors besser wird.

Empfangsenergie in gleicher Weise auftraten oder fehlten. Es liegen hier Verhältnisse vor, die möglicherweise durch Superposition mehrerer Einzelerscheinungen hervorgerufen werden, und deren bisherige Lösungsversuche ebenso problematischer Natur sind, wie die Erscheinungen selbst. Nur auf dem Wege langer, einwandfreier Beobachtung nach denselben Methoden, gleichzeitig an verschiedenen Beobachtungsstationen angestellt, wird man sich der Lösung des Problems der Lautstärkeschwankungen nähern können.

Da die Bedingungen für den Empfang außerordentlich günstige zu sein schienen, versuchte Verfasser die Pariser und Norddeicher Telegramme, vornehmlich die Zeitsignale dieser Stationen aufzunehmen, die er in Green-Harbour zeitweise mit 4 Ohm parallel zu 1000 gehört hatte. Mit der vorhandenen Antenne waren aber diese Versuche resultatlos.

Es wurden verschiedene Antennenformen und Längen ausprobiert, die aber alle, anstatt den Empfang zu verbessern, die Lautstärke der Zeichen nur herabdrückten. Diese Versuche zeitigten aber das Resultat, daß ein Empfang funkentelegraphischer Zeichen vermittelst Erdantenne, die über dem Eise des Fjords ausgespannt wurde, sehr wohl möglich ist.

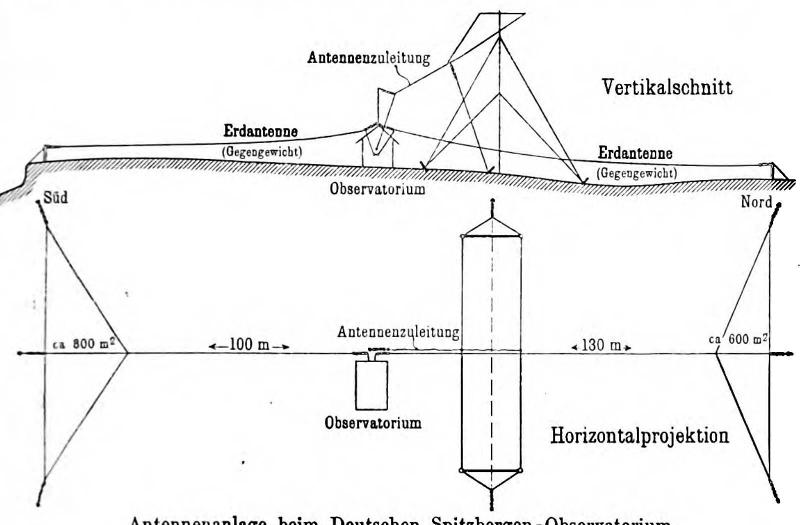
Schließlich gab eine Anordnung den gewünschten Erfolg, die als definitive Form der festen Erdantenne beibehalten wurde (vgl. Figur).

Die Antenne trug an ihren Enden beiderseitig etwa 600 m² umschließende, langgestreckte, dreieckige Drahtschleifen. Der nördliche Antennenflügel besaß eine Länge von 130 m, während der südliche eine durch die Terrainverhältnisse bedingte Länge von nur 100 m besaß. Dementsprechend war die Drahtschleife des südlichen Antennenflügels etwas größer gewählt, um die durch seine geringere Länge bedingte kürzere „Schwingungsdauer“ auszugleichen. Die notwendige Größe dieser Drahtschleife des südlichen Flügels wurde experimentell bestimmt, indem sie so lange variiert wurde, bis die Schärfe der Abstimmungsmöglichkeit des Empfangsapparates ihr Optimum erreicht hatte. Ein Verstellen des Drehplattenkondensators um nur wenige Skalenteile ließ die Zeichen fast verschwinden. Die Abstimmungsfähigkeit des Systems war also eine recht große.

Mit dieser Antenne hörte man gelegentlich Zeichen von Stationen, die vorher nicht gehört wurden. So wurden Mitte

November sehr exakt definiert die Zeichen Norddeichs — Zeitungstelegramme $11^1/_2{}^p$ — wahrgenommen. Zwar war der Empfang wegen der Lautstärkeschwankungen nicht in toto möglich, doch war er zeitweise völlig ausreichend, um die Zeitsignale aufzunehmen. Auch Paris war gut zu hören, doch eignet sich der helle Ton des „Telefunkensystems" bei weitem besser zur Übertragung stark schwankender Zeichen, als das „rollende" Geräusch der Pariser Station.

Mit diesen Hilfsmitteln gelang es, während der Winternacht eine Reihe von Zeitsignalen aufzunehmen. Zwar ist es nur in



Antennenanlage beim Deutschen Spitzbergen-Observatorium.
($\varphi + 79^0\,9'$, $\lambda = +11^0\,36'$.)

wenigen Fällen möglich gewesen, die ganze Serie der Zeitsignale zu bekommen, da stets jene beschriebenen Schwankungen der Lautstärke störend wirkten, die bei Stationen in größerer Nähe der Empfangsstation wohl hörbar sind, aber nicht in dem Maße störend hervortreten, weil die Empfangsenergie an und für sich größer ist.

Da dem Observatorium aerologisches Arbeitsmaterial zur Verfügung stand, wurde gelegentlich der Versuch gemacht, mit Ballonantenne die Zeitsignale zu empfangen. Die Erfahrungen gehen dahin, daß dieser Empfang ebenfalls möglich ist. Ob die Ballonantenne als Empfangsantenne der Erdantenne überlegen

ist, ergibt sich aber aus den Versuchen nicht. Es gelang am 26. November zwar, mit einer Ballonantenne (3 mm Phosphorbronzedraht, 110 m hoch) die ganze Serie der Zeitsignale aufzunehmen, doch war der Anfang in keiner Weise besser, als ihn die Erdantenne am 27. November ermöglichte, obwohl es damals noch nicht gelang, alle Zeitsignale zu erhalten.

Mit Hilfe der direkten Zeitübertragung Paris—Ebeltofthafen war es auf dem Observatorium möglich, eine sehr exakte Längenbestimmung auszuführen. Vielleicht wird die funkentelegraphische Zeitübertragung auf künftigen Forschungsreisen eine größere Beachtung finden, zumal jetzt erwiesen ist, daß eine solche mit recht primitiven Hilfsmitteln, die in keiner Weise die Existenz eines festen Arbeitsplatzes voraussetzen, möglich ist. Die Herstellung eines für Forschungsreisende genügend kompendiösen Empfangsapparates und Antennensystems bleibt noch eine rein technische Frage.

Im Monat Dezember 1912 wurden häufiger Versuche gemacht, mit Erdantenne zu geben. Verbindung mit Green-Harbour wurde nie erhalten, ebensowenig war es möglich, Verständigung herbeizuführen mit einer kleinen Empfangsstation, die in 7 km Entfernung im Südwesten des Observatoriums aufgestellt war. Auf kurze Distanzen in freiem Gelände arbeitete dagegen die Erdantenne als Sender ausgezeichnet. Versuche über eine gerichtete Wirkung der Erdantenne als Sendegebilde konnten aus Mangel an geeignetem Hilfsmaterial nicht angestellt werden.

Am 20. Januar 1913 wurde versucht, mit einer ähnlichen Ballonantenne, wie sie früher zum Empfang der Zeitsignale diente, die telegraphische Verbindung mit Green-Harbour zu erhalten. Die Kapazität des Sendegebildes betrug etwas über 500 cm; als Gegengewicht wurde die Empfangserdantenne benutzt. Mit einem Antennenstrom von etwa 5 Ampere wurde die Verbindung hergestellt. Der Empfang war in Green-Harbour einwandfrei.

Bis zur Errichtung der festen Mastenantenne, bis Mitte April, wurde mit dieser Anordnung der gesamte Verkehr zwischen den Stationen aufrecht erhalten.

Da die Station in Ebeltofthafen bei der unglücklichen Schroeder-Stranz-Affäre eine gewisse Rolle spielt, und durch die Unsicherheit des Betriebes der provisorischen Gebestation des Observatoriums einige Verzögerungen des Verkehrs herbei-

geführt wurden, ist es erlaubt, hier des weiteren auf die Schwierigkeit des Sendens in jener Übergangszeit einzugehen.

Zunächst muß erwähnt werden, daß ein Auflassen der Ballonantenne fast absolute Windstille in den in Frage kommenden Luftschichten voraussetzt. Selbst schwächerer Wind, hauptsächlich solcher mit wechselnder Stärke, der den Ballon zeitweise herunterdrückt, kann eine Verständigung illusorisch machen. Die Schwankungen der Antennenhöhe bedingen Schwankungen der Antennenkapazität, die ihrerseits durch ständiges Regulieren des Antennenvariometers ausgeglichen werden wollen.

Bei Verwendung des Drachens als Mittel zum Heben der Antenne liegen ähnliche Verhältnisse vor, nur daß dieser Wind von konstanter Geschwindigkeit voraussetzt.

Kleinere Höhenschwankungen kommen hierbei kaum in Frage. Da aber bei Verwendung der dem Observatorium zur Verfügung stehenden Ballons den letzteren, wenn sie den Antennendraht trugen, ein nennenswerter freier Auftrieb nicht mehr blieb, konnten selbst ganz schwache Änderungen der Windgeschwindigkeit ganz erhebliche Änderungen der Antennenhöhe zur Folge haben, die nicht ohne große Schwierigkeiten im Betriebe der Station und in der Verständigung abgingen. Die die Antenne hebenden, recht kurz gefesselten Drachen zeigten meist Neigung zum „Schießen", eine Eigenschaft, die ebenfalls nicht dazu beitrug, den Stationsbetrieb zu erleichtern.

Da infolge eines Versehens in Green-Harbour eine zur Station gehörige Kiste, enthaltend das Schaltbrett und sämtliche Meßinstrumente, zurückgeblieben war und am Observatorium erst Mitte Juni 1913 eintraf, war eine Abstimmung des Antennenkreises nur möglich mit Hilfe des Tonkontrollers, dessen Telephon während des Gebens stets angelegt werden mußte. Die Abstimmungsmöglichkeit mit so primitiven Hilfsmitteln bot anfangs Schwierigkeiten, doch brachte die ständige Anwendung bald die nötige Übung.

Der der Station beigegebene Motor war ein 16pferdiger Benzinmotor mit Wasserkühlung. Die normale Tourenzahl des Motors war eine viel zu hohe, um Dynamo und Generator mit ihm unter den günstigsten Verhältnissen antreiben zu können. Der Motor, dessen Kühlung eine Aufstellung desselben im Wohnhause nötig machte, durfte nur mit etwa halber Tourenzahl laufen. Wurde

nun das System durch Niederdrücken des Tasters belastet, so wurde der Motor stark gehemmt und seine Tourenzahl stark verringert. Da ferner die Wahl der Riemenscheiben am Antriebmotor nicht günstig war — wurde der Dynamo genügend erregt, so war die Tourenzahl des Generators zu hoch —, so war die Bedienung des Motors nicht gerade einfach, da es galt, die Tourenzahl desselben mit Hilfe des Regulierhebels in einem gewissen Optimum zu halten. Durch einen geeigneten Ballastwiderstand, über den der Wechselstrom auch bei nicht heruntergedrücktem Taster kurz geschlossen war, gelang es zwar, den ersterwähnten Fehler etwas zu heben, doch bot allein auch aus dem zweiten Grunde die Bedienung des Antriebmotors noch große Schwierigkeiten, die nur durch große Übung der Motorbedienung einigermaßen überwunden werden konnten.

Es ist leicht einzusehen, daß unter den geschilderten Verhältnissen die Aufrechterhaltung der Verbindung mit Green-Harbour mehr den Charakter eines Artistenkunststückes hatte, als den einer berechenbaren Aufgabe mit reellen Lösungen.

Anders wurde es, als Anfang Mai eine feste Antenne in Funktion trat. Zwar konnte das Projekt des vergangenen Herbstes, die Errichtung einer 20 m hohen Antenne, wegen der um diese Zeit noch viel größeren Schwierigkeiten des Antennenbaues, nicht eingehalten werden; Verfasser mußte sich mit 16 m hohen Masten begnügen. Doch auch diese geringere Mastenhöhe brachte die erstrebte Verbindung, wenn auch hier und da sich Schwierigkeiten in der Verständigung einstellten. So war vor allem die Zeit nach vollendeter Schneeschmelze reich an Hindernissen, vor allem die Tage mit starker Insolation. Anfang August wurde die Verbindung wieder nur an wenigen Tagen möglich, eine Tatsache, die sich übrigens auch in den Erfahrungen der größeren Stationen Green-Harbour und Ingö widerspiegelt.

Die gebaute Schiffsantenne hatte eine Länge von 30 m, eine Mastenhöhe von 16 m. Ihre Längsachse stand senkrecht zum Azimut Green-Harbour. Es ist ja bekannt, daß eine Schiffsantenne senkrecht zu ihrer größten Dimension ihre größte Reichweite besitzt. Die Antennenmasten standen etwa 30 m vom Observatorium entfernt. Aus Gründen des Observatoriumsbetriebes hatte man diesen Aufstellungsort wählen müssen, der eine lange Antennenzuleitung nötig machte, ein Umstand, der nicht gerade

dazu beitrug, die Reichweite der an sich schon zu niedrigen Antenne zu vergrößern (vgl. Figur).

Die ersten Gebeversuche, angestellt mit einem Gegengewicht der gebräuchlichen Form — Erdung ist in der Arktis schlecht zu erreichen —, ergaben als Resultat: schwache Hörbarkeit der Zeichen in Green-Harbour. Der Empfang der Zeichen in Ebeltofthafen war vermittelst dieses Systems ebenfalls recht schlecht. Er wurde wieder einwandfrei nach Legung einer Erdung, die für Gebezwecke allerdings unzureichend war, mit den zur Verfügung stehenden Mitteln aber nicht verbessert werden konnte. Diese Anordnung blieb als Empfangssystem bestehen, so daß der Empfang mit geerdeter Antenne erfolgte.

Die Versuche, durch geeignete Formveränderung des Gegengewichtes den Empfang der Observatoriumsstation in Green-Harbour zu verbessern, führten zurück zu der Form der früher benutzten Erdantenne, die dann einzig und allein den Verkehr ermöglichte. Jede andere Form des Gegengewichtes brachte wohl Verbindung, d. h. schwachen Empfang in Green-Harbour, nie aber Verständigung zwischen beiden Stationen. Beide Flügel der Antenne wurden miteinander verbunden und das ganze Gebilde in seiner beschriebenen Form diente als Gegengewicht. Nur so war der Empfang in Green-Harbour einwandfrei, wenn auch die Station in Ebeltofthafen stark belastet war (zehn Funkenstrecken), eine Folge der zu geringen Antennenhöhe.

Die Empfangskombination Antenne—Gegengewicht bot nun auch genügende Empfangsenergie, doch glaubt Verfasser bemerkt zu haben, daß die Lautstärkeschwankungen bei dieser Kombination mehr hervortreten, als bei der Anordnung Antenne—Erde, weshalb letztere Schaltung für den Empfang auch beibehalten wurde.

Spitzbergen, Deutsches Observatorium, Juli 1913.

Schwierigkeiten für die Lichtquantenhypothese im Falle der Emission von Serienlinien;

von J. Stark.

(Eingegangen am 6. März 1914.)

Wie ich an anderer Stelle[1]) dargelegt habe, ergibt sich aus dem Zusammenhalt des Zeemaneffektes mit dem kürzlich aufgefundenen elektrischen Effekt auf Spektrallinien die Folgerung, daß die maximale lichtschwingende Geschwindigkeit der Serienelektronen kleiner als $2 . 10^5$ cm $\sec^{-1}$ ist. Die kinetische Energie, welche von einem einzelnen Serienelektron als Lichtenergie ausgestrahlt werden kann, kann darum beträchtlich kleiner als $^1/_2 . 9 . 10^{-28} . 4 . 10^{10} = 1{,}8 . 10^{-17}$ Erg sein.

Betrachten wir ein einzelnes Serienelektron als Resonator im Sinne der PLANCKschen Lichtquantenhypothese, so kann die von ihm einmalig emittierte Lichtenergie für eine Wellenlänge von $3 . 10^{-5}$ cm nicht kleiner als $6{,}5 . 10^{-12}$ Erg sein. Das von der Hypothese geforderte Lichtquantum würde also mehr denn 10^5 mal größer als der Betrag der Lichtenergie sein, welcher in Wirklichkeit von einem einzelnen Serienelektron ausgestrahlt werden kann.

Um die PLANCKsche Lichtquantenhypothese gegenüber der obigen Folgerung aus der Erfahrung zu halten, scheint nichts anderes übrig zu bleiben, als eine weitere Hypothese zu Hilfe zu rufen, nämlich die Annahme, daß sich an der Emission einer Serienlinie mehrere Elektronen beteiligen und daß ein System von zahlreichen Serienelektronen als ein Resonator im Sinne der PLANCKschen Hypothese betrachtet werden muß. Es müßten dann mehr als 10^5 Serienelektronen von einer größten Geschwindigkeit von $2 . 10^5$ cm $\sec^{-1}$ zusammenwirken, um ein Lichtquantum von $3 . 10^{-5}$ cm Wellenlänge zur Emission zu bringen.

Aus den Beobachtungen über die Zerlegung von Serienlinien durch ein elektrisches Feld ergibt sich auch eine Schwierigkeit für die EINSTEINsche Lichtzellenhypothese. Wie ich nämlich in der in den Ann. d. Phys. erscheinenden Abhandlung IV nachgewiesen habe, stellt die Verbreiterung von Serienlinien durch Erhöhung

---

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 15, 265, 1914.

der Dampf- und Stromdichte den Effekt der zwischenmolekularen elektrischen Felder auf die Serienlinien dar. Es kann also ein Serienelektron, während es im Kraftfeld von Seite eines benachbarten Atoms sich befindet, also bereits während des Zusammenstoßes des eigenen Atoms mit einem anderen Atom, Licht emittieren.

Nun kommt die Emission der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen dadurch zustande, daß die einzelnen Kanalstrahlenteilchen durch den Stoß auf ruhende Gasatome ihre Serienelektronen zur Lichtemission anregen. Nach dem vorstehenden Resultat kann diese erfolgen, wenn das stoßende Kanalstrahlenteilchen noch im Kraftfeld des gestoßenen Atoms sich befindet. Wenn nun die Zeitdauer dieser Lichtemission im zwischenmolekularen Kraftfeld von der Größenordnung der Zeitdauer der Lichtemission außerhalb des zwischenmolekularen Kraftfeldes ist, so müssen die bewegten Serienlinien in einer Sehachse senkrecht zu ihrer Geschwindigkeitsachse verbreitert erscheinen.

In Wirklichkeit lassen sie sich bei richtiger Wahl der Versuchsbedingungen für eine Kanalstrahlengeschwindigkeit kleiner als $5 . 10^6$ cm sec^{-1} (Hg-Kanalstrahlen) ohne merkliche Verbreiterung erhalten. Aus dieser Tatsache folgt, daß die Zeitdauer der Emission einer Serienlinie innerhalb des zwischenmolekularen Kraftfeldes klein sein muß im Vergleich zur Zeitdauer der Emission außerhalb des Kraftfeldes. Setzen wir nun den Durchmesser des merklich wirksamen zwischenmolekularen Kraftfeldes nur gleich $5 . 10^{-8}$ cm, so werden für jene Kanalstrahlengeschwindigkeit innerhalb des Kraftfeldes in einer Zeit von 10^{-14} sec mindestens 10 Wellen von $3 . 10^{-5}$ cm Länge durch ein einzelnes Serienelektron zur Emission gebracht, und diese 10 Wellenlängen müssen sich als kontinuierliche Verbreiterung um die scharfe Linie der Wellenlängen legen, welche außerhalb des Kraftfeldes zur Emission gebracht werden. Da in Wirklichkeit die Verbreiterung unmerklich ist, so muß die Zahl der Wellenlängen, welche von einem Kanalstrahlenteilchen außerhalb des Kraftfeldes emittiert werden, sehr groß sein im Vergleich zu der Zahl der Wellenlängen, welche noch innerhalb des zwischenmolekularen Kraftfeldes zur Emission kamen. Auf alle Fälle ist die Zahl der Wellenlängen, welche ein einzelnes Serienelektron im Vorgang der elementaren Lichtemission nach einer einzigen Stoßerregung emittierend aneinanderreiht, größer als 1000.

*

Wenn also ein Serienelektron nach der EINSTEINschen Lichtzellenhypothese in Wirklichkeit eine Lichtzelle zur Emission bringt, innerhalb welcher die Lichtenergie bei der Fortpflanzung konzentriert bleibt, dann muß diese Lichtzelle in der Achse der Fortpflanzung eine Ausdehnung von mehr als 1000 Wellenlängen haben.

Zu dieser Folgerung ist bereits vor längerer Zeit auch H. A. LORENTZ[1]) auf Grund einer Diskussion über die Interferenzerscheinungen gekommen. Ich hielt damals diese Folgerung nicht für bindend, weil es mir möglich erschien, daß die bei der Interferenz sich offenbarende regelmäßige Struktur der Lichtwellen erst eine Folge des Zusammenbaues von Lichtzellen sein könnte, welche von verschiedenen Atomen emittiert wurden. Nunmehr möchte ich aber den LORENTZschen Folgerungen zustimmen, so auch der Folgerung, daß eine EINSTEINsche Lichtzelle für Serienlinien, wenn sie existierte, senkrecht zur Achse der Fortpflanzung eine Ausdehnung haben müßte, welche groß ist im Verhältnis zur Wellenlänge.

Diese Folgerungen über die Ausdehnung einer Lichtzelle im Verhältnis zur Wellenlänge nehmen der EINSTEINschen Lichtzellenhypothese für den Experimentalphysiker den Wert der Anschaulichkeit und des heuristischen Vermögens. Das gleiche gilt für die PLANCKsche Lichtquantenhypothese hinsichtlich der Folgerung über das Zusammenwirken zahlreicher Serienelektronen an einem Lichtquantum. Nachdem ich früher zugunsten der zwei Hypothesen mehrere Beobachtungen von mir gedeutet habe, empfinde ich die Schwierigkeiten für die zwei Hypothesen besonders lebhaft, und die Bedenken gegen sie kommen mir so schwerwiegend vor, daß ich um eine andere Deutung der erwähnten Beobachtungen mich bemühe, soweit mir dies nicht bereits geglückt ist.

Aachen, 4. März 1914. Phys. Inst. d. Techn. Hochschule.

---

[1]) H. A. LORENTZ, Phys. ZS. **11**, 349, 1910.

Über die Sichtbarmachung schwacher Magnetisierungen, insbesondere von Quermagnetisierungen Poulsenscher Art;

von E. Liebreich.

(Eingegangen am 14. März 1914.)

Um den Verlauf magnetischer Felder oder die Lage magnetischer Pole experimentell festzustellen, ist es allgemein üblich, Eisenstaub oder Eisenfeilicht zu verwenden, das man auf einer Unterlage in das Wirkungsfeld des Magneten oder des Kraftfeldes bringt. Die Empfindlichkeit dieses Verfahrens wird noch erhöht, wenn man statt des Eisenpulvers die feinere Limatura ferri alcoholisata verwendet[1]). Um die erhaltenen magnetischen Kurven zu fixieren, pflegt man einen Sprühregen von Schellack auf die Unterlage zu spritzen oder als Unterlage ein photographisches Papier zu verwenden und dieses dann zu belichten[2]).

Diese Verfahren sind ausreichend, wenn es sich um einigermaßen starke Magnetfelder handelt. Bei schwachen Magnetfeldern versagen sie jedoch, so z. B. bei den unter dem Namen „Quermagnetisierung" bekannten Magnetisierungen.

Faraday[3]) und später Donle[4]) wiesen experimentell nach, daß eine eigentliche Quermagnetisierung, d. h. eine permanente Magnetisierung von scheibenartigen Eisen- oder Stahlplatten derart, daß die eine Fläche den Nord- und die andere den Südpol bildet, praktisch nicht möglich ist.

Immerhin hat sich für die Art von Magnetisierungen bei Drähten, wie sie Poulsen an seinem Telegraphon verwendet, der Name „Quermagnetisierung" eingebürgert, da Poulsen annahm, daß sich auf der einen Seite seines Telegraphondrahtes eine dicht aufeinander folgende Reihe von permanenten Nordpolen und auf der anderen eine entsprechende Reihe von aufeinander folgenden permanenten Südpolen ausbilde.

---

1) Winkelmann, Handb. d. Phys., 2. Aufl., Bd. V, S. 34, 1908.
2) W. Donle, Ann. d. Phys. (4) **41**, 288, 1890.
3) Faraday, Exp. Unters. Deutsch von Kalischer, 2, S. 131.
4) W. Donle, l. c.

Später machte POULSEN bei weiterer Durcharbeitung seines Telegraphons die Erfahrung, daß der „Schriftboden“ des Telegraphons nicht ein magnetisch, in seinen Windungen voneinander isolierter Draht zu sein braucht, sondern daß eine kontinuierliche Fläche, ein Zylinder oder eine Scheibe dieselben Dienste tat[1]). Die Schriftzeile stellte in diesem Falle eine Schrauben- oder eine Spirallinie dar. Auch erwähnt POULSEN an der zitierten Stelle vorübergehend, daß die Berührung nur eines Poles genüge, eine Erfahrung, die MORIN[2]) bei der Magnetisierung von Stahlscheiben in POULSENscher Art in weitgehendstem Maße verwandte. Um eine permanente Magnetisierung derart, daß die einen Pole in einer Schrauben- oder Spirallinie, die anderen in einer entsprechenden Linie auf der anderen Seite des Zylinders oder der Platte liegen, wie sie FARADAY nicht erhalten konnte, handelt es sich aber auch bei diesen Versuchen POULSENs nicht, sondern nur um eine Art von permanenter Längsmagnetisierung, selbst in solchen Fällen, in denen die Platte während des Magnetisierens gleichzeitig auf der einen Seite von einem Nordpol und auf der anderen Seite an gegenüberliegender Stelle von einem Südpol berührt wurde.

Die anfangs geschilderten Verfahren zur Sichtbarmachung des Magnetismus reichen für die feinen lokalen magnetischen Zustandsänderungen, wie es derartige Längsmagnetisierungen sind, nicht aus, zumal die Anwendung von zu starken Magnetisierungen für diese Erscheinungen von Nachteil ist und die scharfen magnetischen „Schriftlinien“ nach POULSEN verwischt oder sogar ganz zum Verschwinden bringt. Es gelingt daher nur bei Stahlsorten von großer Permeabilität, welche die Anwendung relativ starker Polstärken erlauben, die magnetische Schriftlinie durch Eisenstaub sichtbar zu machen und ihren Verlauf dem Auge erkennbar festzustellen.

Mit diesem Gegenstande vorübergehend beschäftigt, wurde ich auf ein Verfahren geführt, das die schwächsten Magnetisierungen, insbesondere derartige lokale Längsmagnetisierungen, bis in alle Feinheiten deutlich erkennen läßt. Es besteht darin, daß man die Eisen- oder Stahlscheibe, die man in Berührung mit einem Magneten gebracht hat, mit Eisenpulver (Ferrum hydro-

---

[1]) D. R.-P. Nr. 144178.
[2]) Amer. Patentschrift 850036.

genio reductum) bestreut, das aufgestreute Pulver dann wieder abklopft, so daß nur noch die allerfeinsten Reste des Staubes auf der Platte vorhanden sind, und sie dann in Chromsäure einige Minuten lang badet. Bald machen sich dann die magnetischen Stellen dunkelrot auf gelblichrotem Untergrunde bemerkbar. Nimmt man dann die Platte heraus und läßt sie schräg aufgestellt trocknen, so verstärkt sich das Bild während des Trocknens noch mehr.

Um gute Resultate zu erhalten, ist Vorbedingung, die Platte vorher gut zu entfetten; am besten schmirgelt man sie ab und entfettet sie dann anodisch in einem Bade von Kalilauge. Die Konzentration der Chromsäure, in die die magnetisierte Platte gelegt wird, kann sich in beliebigen Grenzen bewegen; schneller wirken einigermaßen konzentrierte Lösungen. Ich wandte meist eine Lösung von 15 g Chromsäure auf $100\,cm^3$ Wasser an. Vor allem ist darauf zu achten, daß der Eisenstaub gut von der Platte wieder abgeklopft wird, so daß nur noch ganz feine, für das Auge kaum erkennbare Staubspuren zurückbleiben. Zu viel Eisenstaub macht das Bild undeutlich. Die Feinheiten des Bildes kommen nur heraus, wenn der Eisenstaub scheinbar vollkommen abgeklopft ist.

Will man die magnetischen Kurven fixieren, so hat man nur die Platten ein paar Tage stehen zu lassen oder ganz langsam und vorsichtig zu erwärmen. Es bildet sich dann über der ganzen Platte ein lackartiger fester Überzug von Chromsäureanhydrid; man kann die Platte alsdann ruhig befassen oder hinwerfen, ohne daß das Bild darunter leidet.

Die Erklärung der geschilderten Erscheinung scheint mir folgende zu sein:

Die in der Chromsäure suspendierten feinen Eisenteilchen bleiben an den magnetischen Stellen haften. Es befindet sich an diesen dann fein verteiltes reduziertes Eisen, das mit der Chromsäure schneller und leichter in Reaktion tritt als die Stahlplatte.

$$2\,Fe + 2\,H_2CrO_4 + H_2O = 2\,Fe(OH)_3 + Cr_2O_3$$
$$2\,Fe(OH)_3 + 3\,H_2CrO_4 = \underline{Fe_2(CrO_4)_3} + 6\,H_2O.$$

Für die Aufschwemmung der Eisenteilchen scheint auch die Viskosität der Flüssigkeit von Bedeutung zu sein.

Mit den Lösungen anderer Chromsalze, beispielsweise Kaliumbichromat, konnten ähnliche Resultate nicht erhalten werden,

wohl aber mit Gerbsäure, bei der die magnetischen Stellen sich in Dunkelviolett, also durch Tintenbildung, abheben. Es scheint demnach tatsächlich die erhöhte Reaktionsfähigkeit des Eisens in fein verteiltem Zustande die Ursache der Erscheinung zu sein. Es kommt hinzu, daß ein Bild ohne Verwendung von Eisenpulver nicht erhalten werden konnte; allerdings wird dasselbe dann entbehrlich, wenn man einen sehr scharf zugespitzten Magneten nimmt, der gleichzeitig die Eisenplatte ritzt. Belichtung mit ultraviolettem und violettem Licht vermag den Vorgang nicht zu beeinflussen.

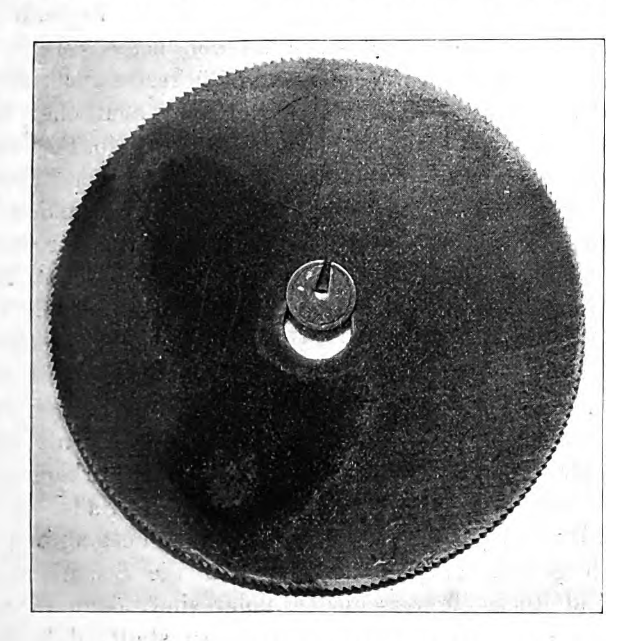
Es sei noch hervorgehoben, daß ein Ritzen der Eisenplatte mit einem Diamanten oder einem nicht magnetisierbaren Metall die Erscheinung nicht gibt, so daß es sich also nicht um eine Oberflächenerscheinung handeln kann. Ein in den Grenzen der Nachweisbarkeit unmagnetischer Eisenstab vermag jedoch infolge seiner trotzdem noch vorhandenen magnetischen Eigenschaften eine Wirkung hervorzubringen. Die Breite der Linien wächst mit der Polstärke des Magneten, wie die Figur zeigt[1]). Die Platte enthält links und rechts mehrere Linien, die mit von links nach rechts steigenden Polstärken magnetisiert wurden. Die oben auf der Platte befindliche Zahl „5“ entspricht der stärksten Polstärke; eine noch weitere Zunahme derselben macht die Linien allmählich verschwommen und undeutlich.

Man erkennt übrigens leicht, daß es sich bei den POULSENschen Magnetisierungen nicht um eine Quermagnetisierung handeln kann, sondern vielmehr um eine Art Längsmagnetisierung. Berührt man die Platte an irgend einer Stelle auf ihrer Oberfläche mit einem Pol, beispielsweise einem Nordpol, so bleibt auf der berührten Platte an der Berührungsstelle ein mit zunehmender Polstärke mehr oder weniger verschwommener Südpol zurück, während der ganze Rand der Platte nordmagnetisch wird. Auf der Rückseite der Platte ist bei schwachen Polstärken ein Pol an der Stelle, die der Berührungsstelle entspricht, nicht wahrnehmbar, bei stärkeren Polstärken auch ein gleichnamiger Pol, der aber wesentlich verbreitert ist. Zieht man den Pol auf der einen Fläche der Platte entlang, so erhält man bei schwachen

---

[1]) Die photographische Wiedergabe läßt dies allerdings nicht so gut wie die Originalplatte erkennen.

Polstärken den POULSENschen „Schriftzug", der natürlich dem ansetzenden Pol immer entgegengesetzt ist, an den Rändern außerdem an der in der Richtung des Schriftzuges zunächst gelegenen Randstelle einen über einen Teil des Randes verbreiteten mit dem Schriftzug gleichnamigen Pol, am entgegengesetzten Teil des Randes den entgegengesetzten Pol. Bei zunehmender Polstärke verschwindet der Schriftzug allmählich und es bleibt nur noch auf der Ansatzstelle des Poles ein erkennbarer Pol zurück, der, breiter werdend, sich zu der in der Richtung des Schrift-



zuges zunächst gelegenen Randstelle fortsetzt. Die beiden Pole an den Rändern werden mit zunehmender Polstärke bedeutend stärker; der Pol an der Ansatzstelle des Magneten zeigt sich dann auch auf der Rückseite; Vorder- und Rückseite der Platte sind dann annähernd ähnlich geworden.

Berührt man Vorder- und Rückseite der Platte gleichzeitig an gegenüberliegenden Stellen mit einem Nord- und Südpol, so erhält man, bei unbewegten Polen, nicht mehr wie vorher in der Mitte der Platte einen Pol, sondern, durch irgend welche Unsymmetrie veranlaßt, rücken die Pole an zwei möglichst weit

voneinander entfernte Randstellen der Platte. Man hat dann den von DONLE beschriebenen Fall der Längsmagnetisierung[1]). An den beiden Berührungsstellen der Platten auf Vorder- und Rückseite bleibt jedoch ein punktförmiger Nord- oder Südpol, und zwar immer auf beiden Seiten ein gleichnamiger Pol, entweder ein Nord- oder ein Südpol, nie aber auf der einen Seite ein Nord- und auf der anderen Seite ein Südpol. Die Art des Poles hängt augenscheinlich von Zufälligkeiten ab; er zieht sich, sich ausbreitend, bis zu der ihm nächstliegenden Randstelle hin, während der andere Pol an eine andere möglichst entfernt liegende Randstelle rückt. Zieht man die Platte an den beiden Magnetpolen vorüber, so erhält man auf Vorder- und Rückseite „Schriftlinien", die mit abnehmender Polstärke schärfer und deutlicher werden. Außerdem erhält man wieder an den Rändern Nord- und Südpole, aber jetzt nicht an den in der Richtung der Schriftlinie gelegenen und diesen entgegengesetzt gegenüberliegenden Randstellen, sondern den einen Pol an der rechts von der Richtung der Schriftlinie gelegenen Randseite, und den anderen auf der links von der Richtung der Schriftlinie gelegenen Seite. Ob die Schriftlinie selbst zwei Ränder besitzt, von denen der eine südpolar, der andere nordpolar ist, konnte nicht festgestellt werden, desgleichen nicht, ob in diesem Falle die „Schriftlinie" auf der einen Seite der Platte einen anderen Magnetismus als auf der anderen aufweist. Das gebräuchliche Mittel zur Erkennung der Polart, eine kleine freischwingende magnetisierte Nadel an einem dünnen Kokonfaden, ist zu einer solchen Feststellung nicht empfindlich genug. Möglich ist es, daß die Schriftlinien auf Vorder- und Rückseite verschieden polar sind, denn wenn man die Pole des magnetisierenden Magneten so stellt, daß sie sich nicht mehr gegenüber liegen, und genügend starke Polstärken anwendet, so erhält man auf Vorder- und Rückseite je zwei Schriftlinien, von denen die eine, scharfe, dem Pole zugehört, der diese Fläche berührte, und die andere, etwas verschwommene, dem anderen Pole, der die Rückseite berührte. Zugleich geht aber auch hieraus hervor, daß es sich bei gegenüberliegenden Polen nicht um eine tatsächliche Quermagnetisierung handeln kann, sondern nur um zwei Längsmagnetisierungen, von denen

[1]) W. DONLE, l. c.

die eine in der Ebene der Vorderseite der Platte, und die andere in der Ebene der Rückseite der Platte liegt.

Als Versuchsplatten wurden zuerst Kreissägen, dann Stahlplatten aus Uhrfederblech von 0,3 mm Dicke im Format 6 × 6 cm oder auch Kreissägen von 0,25 mm Dicke benutzt. Außerdem wurden auch noch einige Versuche an Platten von ungehärtetem Gußstahlblech, gehärtetem Gußstahlblech, härtbarem Atlasblech und nicht härtbarem Atlasblech vorgenommen. Der gehärtete Gußstahl erwies sich für die Versuche als gut geeignet, auch der ungehärtete war noch brauchbar, während die beiden anderen Blechsorten, insbesondere das nicht härtbare Atlasblech eine zu geringe Remanenz besaßen[1]).

Die Magnetisierungen wurden entweder mit einem stabförmigen Elektromagneten vorgenommen, der aus einem vorn zugespitzten Weicheisenstab von 20 cm Länge und 0,6 cm Durchmesser bestand und in der Mitte eine Spule mit je nach Belieben 1 bis 14 Windungen trug, oder mit einem stärkeren Elektromagneten ausgeführt, der einen massiven, vorn zugespitzten Eisenkern besaß. Die beim ersteren der beiden Elektromagneten angewandten Stromstärken betrugen 0,2 bis 12 Amp., die magnetischen Momente bewegten sich also ungefähr zwischen 15 und 350; beim großen Elektromagneten wurden Stromstärken von 1,5 bis 11 Amp. angewandt; die magnetischen Momente bewegten sich demnach ungefähr zwischen 1000 und 11000 [$cm^{5/2}\,g^{1/2}\,sec^{-1}$].

Bei den höheren Stromstärken wurde der Strom erst allmählich angelassen; der Elektromagnet wurde stets schon vor Einschalten des Stromes mit den Platten in Berührung gebracht und auch von der Platte erst nach Ausschalten des Stromes wieder entfernt, um anormale Magnetisierungen nach Möglichkeit zu vermeiden. Auch wurde der Elektromagnet stets in normaler Richtung zur Platte angesetzt und wieder entfernt, ferner wurde darauf geachtet, daß der Elektromagnet sich stets in senkrechter Lage zum magnetischen Meridian befand.

Im Falle die Platten gleichzeitig auf Vorder- und Rückseite magnetisiert wurden, kamen Hufeisenmagneten von denselben Dimensionen in Anwendung; der eine der beiden Hufeisenmagneten

[1]) Die photographische Wiedergabe der Platten fällt infolge der durch das Chromsäureanhydrid verursachten rötlichen Färbung der Platten so ungünstig aus, daß auf die Reproduktion leider verzichtet werden muß.

war ein genaues Duplikat der vorher erwähnten Stabmagneten, nur in U-Form gebogen. Der andere Hufeisenmagnet hatte als einen Schenkel den vorher erwähnten dicken Stabmagneten, jedoch mit halber Windungszahl, als anderen Schenkel einen entsprechenden Stabmagneten mit derselben Windungszahl; die zugespitzten Enden wurden alsdann seitlich gegeneinander gerichtet aufgesetzt, so daß beide Spitzen die Platte berührten.

Berlin, März 1914. Physikalisches Institut der Universität.

Berichtigung zu meiner Mitteilung: Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten[1]; von Karl Lübben.

Zunächst die Richtigstellung einiger Druckfehler:
Es muß heißen auf
S. 185 in Tab. 2: „Tl F“ statt „Te F“.
S. 186, Zeile 17: „Die Quadrate der Eigenwellenlängen“ statt „Die Eigenwellenlängen“.
S. 186, Zeile 23: „$\Delta n_\gamma - \Delta n_\alpha$“ statt „$\Delta n_\alpha - \Delta n_\gamma$“.
S. 187, Zeile 13: „Dissoziation“ statt „Dispersion“.

Sodann habe ich auf S. 187, Zeile 8 den Satz geschrieben: „Grufki hat daraus den Schluß gezogen, daß die Eigenschwingung von der Dissoziation unabhängig ist“. Dieser Satz ist unrichtig, da Grufki diesen falschen Schluß nicht gezogen hat, sondern aus seinen Untersuchungen im Sichtbaren nur gefolgert hat[2], daß im Sichtbaren innerhalb der Beobachtungsfehler die Geraden parallel sind, die die lineare Abhängigkeit des Brechungszuwachses von der Dissoziation darstellen. Wenn dieser Satz auch für das ultraviolette Gebiet gelten würde, so würde daraus der erwähnte Schluß zu ziehen sein, daß die ultraviolette Eigenfrequenz von der Dissoziation unabhängig ist. Meine Untersuchungen zeigen aber, daß dies nicht der Fall ist. Wenn ich das in der Mitteilung näher ausgeführt habe, braucht daraus aber nicht notwendig zu folgen, daß der von mir festgestellte Einfluß der Dissoziation auf die Neigung der Geraden tatsächlich ein Einfluß der Dissoziation auf die Eigenfrequenz ist, sondern nur eine Folge der Unvollkommenheit der Dispersionsformel. Andererseits ergibt sich aber ja aus den angestellten quantentheoretischen Überlegungen ein Einfluß der Dissoziation auf die Eigenfrequenz im entgegengesetzten Sinne, als der von mir beobachtete.

---

1) K. Lübben, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 180, 1914.
2) K. Grufki, Diss. Rostock, 1913, S. 8; Rostocker Ber. u. Abh. **5**, 106, 1913.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. | 15. April 1914. | Nr. 7.

Die elektrische Widerstandsänderung der Heuslerschen Legierungen in einem transversalen magnetischen Feld;

von Ottavio Bonazzi.

(Eingegangen am 23. März 1914.)

Fast alle physikalischen Eigenschaften der HEUSLERschen Legierungen sind schon untersucht worden, ohne daß es gelungen ist, irgend eine recht deutliche und einfache Erklärung dafür zu finden, daß das Verbinden von drei nicht ferromagnetischen Metallen ein so stark magnetisches Material hervorbringt. Es ist aber zu hoffen, daß eine solche Erklärung endlich gefunden werden könnte, wenn wir jene Eigenschaften besonders untersuchen, welche mit magnetischen Erscheinungen einen engen Zusammenhang haben, und zwar: den Jouleeffekt, den (transversalen) Halleffekt, die thermomagnetischen Effekte, den Kerreffekt, und die Widerstandsänderung in einem transversalen magnetischen Feld [den longitudinalen Halleffekt nach NERNST] [1]).

Man hat indessen gefunden, daß die HEUSLERschen Manganbronzen inversen Jouleeffekt gleich wie Eisen und Stahl in

[1]) W. NERNST, Wied. Ann. 31, 783, 1887.

schwachen Feldern zeigen [1]). Und auch bezüglich des transversalen Halleffektes sowie des thermomagnetischen Effektes verhalten sich diese Legierungen genau wie die anderen ferromagnetischen Materialien [2]). Dagegen scheinen sie sich ganz und gar davon zu unterscheiden betreffs des Kerreffektes, weil man dieses Phänomen in den genannten Legierungen nicht hat erkennen können [3]). Es schien daher wichtig, zu untersuchen, wie sie sich bezüglich des longitudinalen Halleffektes verhalten.

In der Tat, während die nicht ferromagnetischen Stromleiter (besonders Wismut) in einem transversalen magnetischen Feld größeren Widerstand haben, zeigen die ferromagnetischen Metalle darin fast immer einen kleineren. Und zwar ist die Widerstandsänderung von Nickel und einigen Eisenarten in einem schwachen Felde positiv, wird mit dem Anwachsen des Feldes gleich Null und endlich negativ; die Widerstandsänderung von Kobalt und anderen Eisenarten erscheint immer, auch in einem schwachen Felde negativ [4]).

Ich habe untersucht, ob die HEUSLERschen Legierungen bezüglich dieses Phänomens mit den anderen ferromagnetischen Stoffen zusammengestellt werden können oder nicht; die Ergebnisse meiner Versuche werden im folgenden mitgeteilt.

Wegen der großen Schwierigkeit, die man in der mechanischen Bearbeitung der HEUSLERschen Legierungen findet, habe ich meine Untersuchung auf die Prüfung einer einzigen Probe beschränken müssen, welche ich unter mehreren wegen ihrer geringeren Zerbrechlichkeit und ihrer größeren Geschmeidigkeit ausgewählt hatte. Ihre prozentuale durch chemische Analyse bestimmte Zusammensetzung war:

Cu 72; Mn 18; Al 10.

Sie war stabförmig und besaß sehr hervorragende magnetische Eigenschaften.

Mit einem großen Zieheisen des Wernerwerkes von SIEMENS & HALSKE und durch die geduldige Arbeit eines geschickten Mechanikers gelang es, das Stäbchen zu dünnstem Draht (0,1 mm Durchmesser) zu ziehen. Zwei Stücke dieses Drahtes, ungefähr

---

1) AUSTIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 211, 1904.
2) ZAHN und SCHMIDT, ebenda 9, 98, 1907.
3) INGERSOLL, Phil. Mag. (6) 11, 41, 1906.
4) GRUNMACH, Ann. d. Phys. (4) 22, 141, 1907.

70 cm lang, wurden durch Lötung an einem Ende vereinigt und beide, voneinander isoliert, zu einer ebenen Spirale gewunden. Zwischen die verschiedenen Wickelungen wurde gleichzeitig ein Papierstreifchen gelegt (Fig. 1).

Ich hatte so ein Spülchen hergestellt, das wie zwei ebene an ihrem zentralen Ende vereinigte Spiralen wirkte und dessen Induktionskoeffizient für ein transversales (nämlich in der Richtung der Achse verlaufendes) magnetisches Feld vollkommen gleich Null war. Dieses Spülchen besaß einen Widerstand von 109,962 Ohm bei 10°.

Fig. 1.

Ich befestigte das Spülchen zwischen den ebenen Polschuhen eines Elektromagneten und maß seinen elektrischen Widerstand bei allmählich zunehmender Magneterregung. Die im engen (5 mm) Interferricum herrschende magnetische Feldstärke wurde — den verschiedenen erregenden Stromstärken entsprechend — durch eine von HARTMANN & BRAUN geeichte Wismutspirale vorläufig bestimmt.

Für die Widerstandsmessungen erwies sich die einfache WHEATSTONEsche Brückenmethode ausreichend. Die Hundertstelziffer wurde unmittelbar gemessen; die Tausendstelziffer durch Interpolieren aus den zwei Ablenkungen berechnet, die das Galvanometer in entgegengesetztem Sinne zeigte, wenn ich ein hundertstel Ohm fortnahm oder hinzufügte.

Die Ergebnisse habe ich in der nachstehenden Tabelle niedergelegt und in Fig. 2 graphisch dargestellt.

H Gauß	W Ohm	$\frac{W-W_0}{W_0}$	H Gauß	W Ohm	$\frac{W-W_0}{W_0}$
0	109,962	—	1820	109,951	$10 \cdot 10^{-5}$
300	961	$-0{,}9 \cdot 10^{-5}$	2920	940	20
720	960	1,8	3480	932	27
1000	959	2,7	4960	905	52
1470	953	8,2	5850	890	65

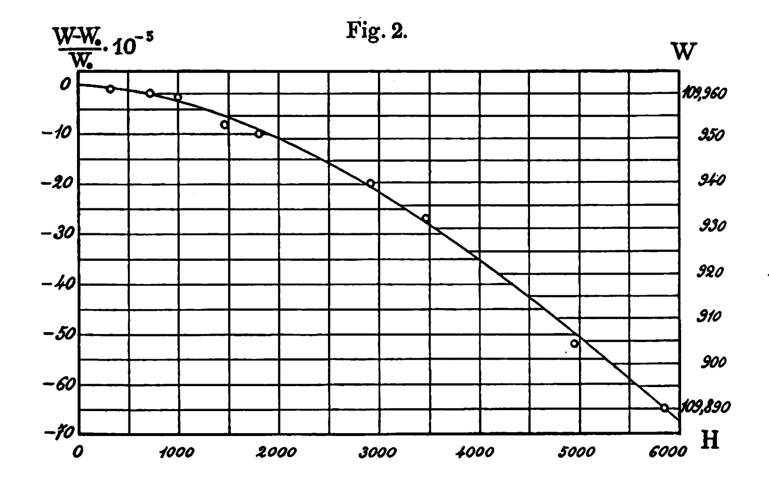
Wir ersehen daraus, daß die HEUSLERsche Legierung in einem transversalen magnetischen Feld eine Widerstandsabnahme zeigt, die mit zunehmendem Felde allmählich größer wird. Für die maximale in diesen Messungen erreichte Feldstärke (5850 Gauß)

beträgt die Änderung — 0,072 Ohm, d. h. die relative Änderung — 65 . 10^{-5}.

Da die Widerstandsverminderung charakteristisch für die ferromagnetischen Materialien ist, so kann man aus meinen Versuchen schließen, daß auch bezüglich dieses Phänomens die HEUSLERschen Manganbronzen mit den anderen magnetischen Stoffen zusammen zu klassifizieren sind. Und zwar verhalten sie sich, wenigstens qualitativ, genau wie Kobalt und einige Eisenarten.

Unter den oben erwähnten Phänomenen zeichnet also der Kerreffekt allein die magnetischen Cu-Mn-Al-Legierungen gegen-

Fig. 2.



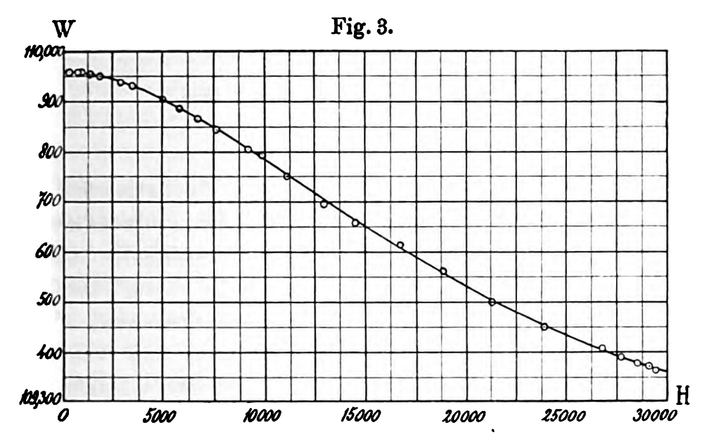
über den anderen ferromagnetischen Materialien aus. Die Versuche darüber sind aber nur von einem Beobachter ausgeführt worden, es wäre bei ihrer Wichtigkeit eine weitere Bestätigung wünschenswert.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. H. RUBENS für die freundliche in seinem Institut gewährte Aufnahme meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Physikalisches Institut der Universität Berlin, im März 1914.

Im Physikalischen Institut der Universität Pisa (Italien) habe ich die Messungen wiederholt und auf magnetische Felder bis 30000 Gauß erweitert. Die Ergebnisse sind in Fig. 3 graphisch

Fig. 3.



dargestellt. Man ersieht daraus, daß bei so starken Feldern die Widerstandsverminderung allmählich immer weniger zunimmt und deshalb einen Sättigungseffekt voraussetzen läßt.

Über einen Gleichrichter zur Erzeugung konstanter Gleichspannung;
von H. Greinacher.

(Eingegangen am 20. März 1914.)

Bei der ausgedehnten Verwendung von Wechselstrom spielen die Stromgleichrichter eine große Rolle. Als einfachstes Mittel zur Gleichrichtung muß die GRAETZsche Ventilzelle angesehen werden, wobei hier besonders auf die rationelle Vierzellenschaltung (Brückenschaltung) hingewiesen sei. Bemerkenswert an allen diesen Einrichtungen ist jedoch der Umstand, daß man keinen konstanten, sondern intermittierenden bzw. wellenförmigen Gleichstrom erhält. Die Gleichrichter sind also in allen jenen Fällen nicht zu gebrauchen, wo eine konstante Gleichspannung unumgänglich notwendig ist.

Im folgenden sei nun eine Schaltungsweise angegeben, die es ermöglicht, wenigstens für sehr kleine Nutzströme (10^{-4} Amp. und weniger) Wechselspannung in konstante Gleichspannung umzuformen. Angeregt zu dieser Frage wurde ich durch die Ausgestaltung meines Ionometers[1]), eines Apparates, der die Leitfähigkeit ionisierter Luft direkt abzulesen erlaubt. Dieser Apparat bedarf einer konstanten Gleichspannung von etwa 200 Volt, die bei Abwesenheit eines Gleichstromnetzes von 200 bis 220 Volt durch eine besondere Trockenbatterie geliefert werden muß. Die Trockenbatterie kann nun durch den im folgenden beschriebenen „Gleichspannungsformer" ersetzt werden, falls ein Wechselstromnetz von 200 oder auch nur 100 Volt zur Verfügung steht.

Schaltung des Gleichspannungsformers.

a) Wechselstrom von 200 bis 220 Volt. Zwei Ventilzellenbatterien $Z_1 Z_2$ zu je vier Zellen und ein Kondensator C werden in der gezeichneten Weise miteinander verbunden (Fig. 1). An $K_1 K_2$ kann die Gleichspannung abgenommen werden. Da die Ventilzellen nur Ströme in der bezeichneten Richtung hindurch-

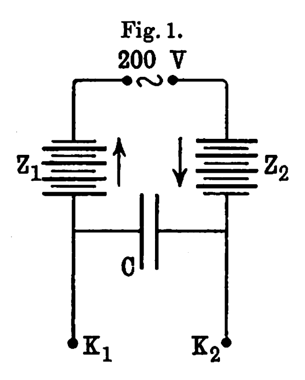
---

[1]) Radium in Biologie und Heilkunde 2, 137, 1913.

lassen, so laden sich die beiden Belegungen des Kondensators auf den positiven bzw. negativen Wert der Scheitelspannung auf. Bei 200 Volt effektiver Wechselspannung erhält man demgemäß theoretisch eine Gleichspannung von $200\sqrt{2} = 283$ Volt. Falls nun die Gleichstromentnahme an den Klemmen $K_1 K_2$ gewisse Grenzen nicht übersteigt, bleibt die Spannung praktisch konstant. Dies trifft insbesondere in allen jenen Fällen zu, wo es sich um Ionisierungsströme handelt.

Analog ist die Schaltung für den Fall, wo 100 bis 110 Volt Wechselstrom umgeformt werden soll. Hier genügt eine Ventilzellenbatterie, die man in den Spannungsleiter schaltet, während man die andere Belegung des Kondensators direkt mit dem Nulleiter verbindet. Letzteres Schaltungsprinzip ist bereits von P. Villard[1]) benutzt worden, um Gleichstrom aus einem Hochspannungstransformator (Betrieb von Röntgenröhren usw.) zu erhalten. Allerdings kamen, der dortigen Verwendungsweise entsprechend, eine Vakuumventilröhre und eine Batterie von Leidener Flaschen zur Verwendung.

Fig. 1.



Hier sind, um denselben Zweck auch für kleinere Spannungen und zwar möglichst vollkommen zu erreichen, Ventilzellen und große Kondensatoren verwendet. C besteht aus einer kleinen Telephonkapazität von 2 Mikrofarad (auf 350 Volt Belastung geprüft). Die Ventilzellen bestehen aus kleinen Reagenzgläschen (5 cm Höhe), in die je ein Aluminium- und ein Eisendraht (1 mm Dicke) eintaucht. Konzentrierte Natriumbicarbonatlösung bildet den Elektrolyten. Um ein Verdunsten zu vermeiden, sind die Reagenzgläschen noch mit ein paar Tropfen Paraffinöl vollgegossen. Wie sich gezeigt hat, sind vier solcher winziger Ventilzellen hinreichend, um die eine Stromrichtung vollständig abzudrosseln. Der ganze Apparat kann also mit den einfachsten Mitteln hergestellt und sehr kompendiös gestaltet werden.

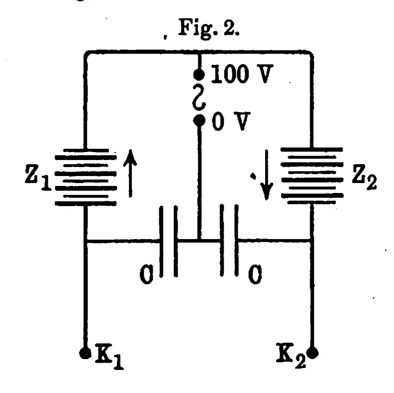
b) Wechselstrom von 100 bis 110 Volt. Fig. 2 zeigt eine Schaltung, welche die Wechselspannung nicht nur vollkommen

---

[1]) P. Villard, Les rayons cathodiques, 2. éd. 1908, S. 7.

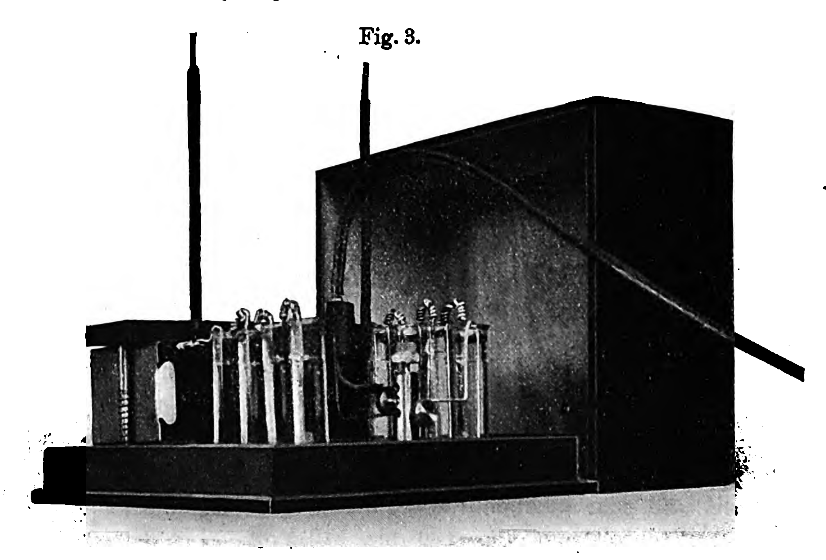
gleich zu richten, sondern überdies noch zu verdoppeln erlaubt. Nötig sind hier zwei Kondensatoren. Der eine wird durch die positive Halbwelle, der andere durch die negative aufgeladen, so daß man an den Abnahmeklemmen K_1 K_2 eine konstante Potentialdifferenz von der doppelten Scheitelspannung hat. Diese Verdoppelung ist immer dann angenehm, wenn man, wie gewöhnlich, nicht Anschluß an die ganze Netzspannung von 200 Volt, sondern nur an 100 Volt hat. In Fig. 3 sei noch eine solche kleine Umformereinrichtung wiedergegeben. Von rechts her erfolgt der Wechselstromanschluß; an den aufrechten Drähten kann die Gleichspannung abgenommen werden.

Fig. 2.



Es braucht wohl kaum besonders bemerkt zu werden, daß man die Schaltung Fig. 2 auch ohne den Nulleiter des Wechselstromnetzes ausführen kann. Wenn man Wert darauf legt, einen Punkt der Anordnung wirklich zu erden, dann wird man direkt

Fig. 3.



mit der Wasserleitung verbinden. Bei Schaltung Fig. 1 läßt sich das Potential 0, wenn man nicht ebenfalls zwei Kondensatoren verwenden will, nicht festlegen.

Die Schaltungen lassen sich natürlich auch für höhere Spannungen verwenden. Nur ist die Anzahl der Ventilzellen in entsprechendem Maße zu vergrößern. Verwendet man ferner technische Papierkondensatoren von 2 Mikrofarad, die auf 2000 Volt geprüft sind, so kann man bei Schaltung 2 ohne weiteres bis 4000 Volt gehen.

Erwähnt seien der Vollständigkeit halber noch die Schaltungen von Villard[1]), die ebenfalls eine Verdoppelung der Wechselstromspannung bezwecken. Da diese jedoch keine konstante, sondern eine periodisch schwankende Gleichspannung ergeben, können sie hier nicht in Betracht fallen.

Beobachtungen am Gleichspannungsformer.

Die Wirkungsweise der Schaltung wurde mit Hilfe eines Wulfschen Zweifadenelektrometers untersucht. Dieses Elektrometer erlaubt nicht nur Gleichspannungen zu messen, es läßt, wie seinerzeit[2]) mitgeteilt wurde, auch Wechselspannungen durch die Vibration der Fäden beobachten. Die Fäden bzw. das Gehäuse wurden mit den Klemmen $K_1 K_2$ verbunden. Wurde der Wechselstrom eingeschaltet, so zeigten die Fäden erst starke Vibration. Diese nahm jedoch bald ab (Formierung der Ventilzellen), und im Verlauf von einer bis mehreren Minuten war dieselbe ganz verschwunden. Das Elektrometer zeigte eine konstante Spannung (etwa 250 Volt), die nur entsprechend den Schwankungen der Netzspannung um wenige Volt variierte. Wurde der Apparat nur einige Stunden außer Tätigkeit gesetzt, so erfolgte die Formierung (Gleichspannungseinstellung) fast momentan. Die Wirksamkeit der kleinen Zellen habe ich übrigens während mehrerer Wochen als sehr konstant gefunden. Es wurde jedoch gelegentlich beim Zusammenstellen eines Apparates beobachtet, daß die Vibration überhaupt nie ganz verschwand, also immer eine kleine Beimischung von Wechselspannung vorhanden war. Es gelang manchmal, diese geringen Vibrationen ganz zu beseitigen, indem man aus einigen Ventilzellen die Elektroden teilweise herauszog.

---

[1]) P. Villard, Journ. de Phys. (3) 10, 28, 1901.
[2]) H. Greinacher, Phys. ZS. 13, 388 u. 433, 1912.

Da die Ventilzellen keine idealen Ventile darstellen, sondern immer einen Formierungsstrom brauchen, so war die Größe der Kondensatoren nicht gleichgültig. Folgende Zahlen zeigen die Verhältnisse bei verschiedenem *C*.

C Mikrofarad	Spannung Volt	Vibration Skalenteile
0,25	189,5—195,5	über 2
2,0	245—247	knapp 1
4,0	251	kaum sichtbar

Danach sind die Verluste, die in der Drosselrichtung vorhanden waren, bei 0,25 Mikrofarad noch sehr bedeutend, während andererseits bei 2 und 4 Mikrofarad kein nennenswerter Unterschied mehr vorhanden war. 2 Mikrofarad dürften demnach für praktische Zwecke ausreichend sein. Eine nicht zu kleine Kapazität ist auch aus dem Grunde erwünscht, damit bei Gleichstromentnahme die Klemmspannung an $K_1 K_2$ nicht wesentlich sinkt. Wurde an $K_1 K_2$ ein Widerstand von 10^6 Ohm angeschlossen ($^1/_4$ Milliampere), so betrug die Erniedrigung erst etwa 2 Proz.

Der Stromverbrauch der Anordnung wurde bestimmt, indem man in die Zuleitung ein Wechselstrom-Milliamperemeter legte. Dieser betrug, selbst wenn kein Nutzstrom entnommen wurde, etwa 3 Milliampere. Trotz dieses nicht unbeträchtlichen Stromes zeigte das Wulfsche Elektrometer vollkommene Gleichspannung an. Das Vorhandensein eines Verluststromes gab sich noch auf andere Weise zu erkennen. Wurde in die Wechselstromzuleitung ein Widerstand eingeschaltet, so sank die Klemmspannung am Gleichspannungsformer und damit zugleich die erzielbare Gleichspannung. Dieses Verhalten kann vorteilhaft dazu verwendet werden, die Klemmspannung an $K_1 K_2$ auf einen beliebig kleineren Wert einzustellen. Nebenstehende Zahlen zeigen die Abhängigkeit der erzielten Gleichspannung vom Vorschaltwiderstand.

Die Spannungserniedrigung geht hiernach anfänglich linear mit dem Widerstand, nimmt aber schließlich ab. Mit einem kleinen Ruhstratschieberwiderstand von insgesamt 25 000 Ohm (nicht induktionsfrei gewickelt) ließ sich jedoch die Gleichspannung bis unter die Hälfte des Maximalwertes herabsetzen.

Vorschalt-widerstand Ohm	Gleichspannung Volt
0	251,5
1000	244,0
2000	236,5
3000	230,5
4000	224,5
6000	216,0

Bemerkenswert ist der Umstand, daß man selbst unter Weglassung eines Vorschaltwiderstandes nicht den theoretisch zu erwartenden Wert der Gleichspannung erhält. Letzterer sollte gleich der doppelten Scheitelspannung des Netzes, d. h.

$$2 . 105 \sqrt{2} = 297 \text{ Volt}$$

sein. Der nicht unbedeutende Abfall von 40 bis 50 Volt muß jedenfalls auf Verluste in der Anordnung zurückgeführt werden. Für die praktische Verwendung des Apparates dürfte der Unterschied jedoch keine Rolle spielen.

Damit das WULFsche Elektrometer sich vollständig vibrationsfrei einstellte, war die Verwendung von vier Ventilzellen erforderlich. Bei nur drei Zellen war die Beimischung von Wechselspannung schon beträchtlich. Im übrigen schien es, daß man gerade mit den kleinen Ventilzellen ein besonders günstiges Resultat erhält. Aus den Untersuchungen von ZENNECK[1]) geht hervor, daß mit wachsender Stromdichte an der Al-Elektrode die Ventilwirkung bedeutend vollkommener wird. Da bei vorliegender Anordnung die Strombeanspruchung der Zellen ja sehr klein ist, ist jedenfalls die Verwendung ganz kleiner Aluminiumdrähtchen angezeigt.

Verwendung des Gleichspannungsformers.

Vorliegende Anordnung dürfte nicht nur den Anschluß des Ionometers an Wechselstrom ermöglichen, sie wird ganz allgemein bei Ionisierungsmessungen gelegentlich eine Hochspannungsbatterie von 200 bis 300 Volt ersetzen können. Der Apparat kann ferner zum Laden von Elektrometern (Quadrantennadeln) verwendet

[1]) J. ZENNECK, Phys. ZS. 14, 535, 1913.

werden. Will man beliebige Teilspannungen, etwa wie bei den KRÜGERschen Spannungsbatterien herstellen, so kann man die Klemmen $K_1 K_2$ mit einem Flüssigkeitswiderstand verbinden, der mit Abzweigstellen versehen ist. Verfügt man überdies noch über einen variablen Vorschaltwiderstand, so kann man die gewünschten Spannungen genau einregulieren.

Der Gleichspannungsformer kann, wie hier zum Schluß noch erwähnt sei, auch dazu verwendet werden, den Meßbereich von statischen Voltmetern zu erweitern. Letztere können für relativ niedrige Spannungen (unter 100 Volt effektiv) nur durch Verwendung des Multizellularsystems gebraucht werden. Verwandelt man die Wechselspannung aber erst in Gleichspannung vom 2- bis $2^1/_2$fachen Betrage, so kann man zur Messung der gleichen Wechselspannungen viel weniger empfindliche Instrumente benutzen; auch lassen sich umgekehrt die Multizellularvoltmeter für entsprechend kleinere Spannungen noch verwenden. Die Schaltung wird immer dann ohne weiteres ausgeführt werden dürfen, wenn man nicht an eine vollkommen statische Methode gebunden ist.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, März 1914.



Methode zur gleichzeitigen Zerlegung einer Linie durch das elektrische und das magnetische Feld;

von J. Stark.

(Eingegangen am 6. März 1914.)

Die gleichzeitige Zerlegung einer Serienlinie durch das magnetische und das elektrische Feld hat nicht allein phänomenologisches Interesse, sondern ist in theoretischer Hinsicht, wie mir die Herren H. A. LORENTZ, P. EHRENFEST und P. DEBIJE in einer Unterredung mitteilten, wichtig für die Beurteilung der Freiheitsgrade der Serienelektronen eines Atoms. So wird die Heliumlinie λ 4471,646 Å. nach der Angabe von W. LOHMANN [1]) durch ein magnetisches Feld im Quereffekt in ein normales ZEEMANsches Triplet zerlegt; durch ein elektrisches Feld von 20000 bis 30000 Volt $\times$ cm^{-1} wird diese Linie in ein Quartett [2]) (zwei parallel und zwei senkrecht zum Feld schwingende Komponenten) zerlegt. Von den möglichen Fällen der relativen Orientierung der Sehachse und der Achsen des elektrischen und des magnetischen Feldes seien hier nur die zwei Hauptfälle betrachtet, in denen die Sehachse gleichzeitig senkrecht zum elektrischen und zum magnetischen Feld steht, in denen also für beide Felder gleichzeitig der Quereffekt beobachtet wird.

Erster Fall: Elektrisches und magnetisches Feld parallel zueinander. Fragen: Werden die zwei senkrecht zum elektrischen Feld schwingenden elektrischen Komponenten der He-Linie λ 4472 Å. in diesem Falle je in ein Duplet durch das magnetische Feld im Quereffekt zerlegt, während die zwei parallel zum elektrischen Feld schwingenden elektrischen Komponenten unbeeinflußt bleiben, oder tritt eine andere Art der elektromagnetischen Zerlegung ein?

Zweiter Fall: Elektrisches und magnetisches Feld senkrecht zueinander. Fragen: Werden die zwei parallel zum elektrischen Feld schwingenden elektrischen Komponenten der He-Linie

[1]) W. LOHMANN, Phys. ZS. 9, 145, 1908.
[2]) J. STARK, Ber. d. Berl. Akad. 1914, S. 932. Genauere Messungen erscheinen demnächst in den Ann. d. Phys.

λ 4472 Å. in diesem Falle je in ein Duplet durch das magnetische Feld zerlegt, während die zwei senkrecht zum elektrischen Feld schwingenden elektrischen Komponenten unbeeinflußt bleiben, oder stellt sich eine elektromagnetische Zerlegung anderer Art ein?

Würden mir die Mittel zur Beobachtung des Zeemaneffektes zur Verfügung stehen, so würde ich den gleichzeitigen Effekt des elektrischen und magnetischen Feldes selbst untersuchen. Leider ist dies nicht der Fall, und so möge es mir gestattet sein, daß ich wenigstens den experimentellen Weg [1]) zur Lösung des aufgeworfenen Problems weise.

Der relativ schwachen Lichtemission der Kanalstrahlen wegen, ferner weil die Lichtintensität einer Komponente infolge der vielfachen Zerlegung der an sich nicht sehr intensiven unzerlegten Linie klein ausfällt, kommen für die geplante Untersuchung nur intensive Serienlinien in Betracht. Nach meinen Erfahrungen verspricht zunächst die Heliumlinie λ 4472 Å. den meisten Erfolg. Sie erfüllt, abgesehen von ihrer großen Intensität, gleichzeitig noch eine weitere Forderung.

Die zu untersuchende Linie darf nämlich, um scharfe Komponenten zu liefern, nicht von den bewegten Kanalstrahlenteilchen selber, sondern muß von ruhenden Gasatomen infolge des Stoßes von Kanalstrahlen emittiert werden. In einem Gemisch von Helium [2]) und Wasserstoff bei Abwesenheit elektronegativer Gase ist dies in der Tat bei der He-Linie λ 4472 Å. in großer Annäherung der Fall. Die Beimischung von etwas Wasserstoff zu Helium empfiehlt sich bei derartigen Versuchen deshalb, weil die Lichtemission der Kanalstrahlen in dem Gemisch intensiver ist als in ganz reinem Helium.

---

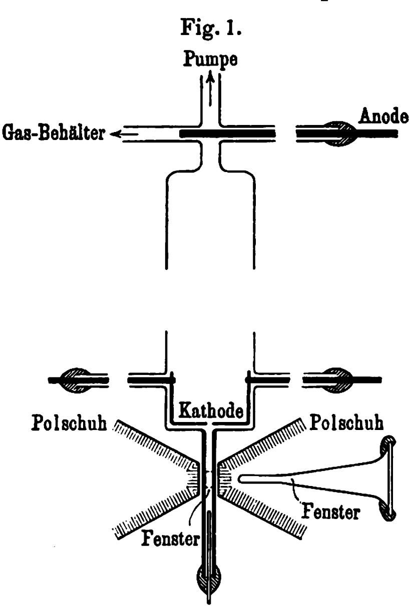
[1]) Ich hoffe, es wird mir wenigstens kein Sachverständiger vorwerfen, ich teilte hier bloß eine „Idee“ ohne eigene Versuche mit. Besonders wenn er selbst das aufgeworfene Problem experimentell in Angriff nimmt, wird er an meinen ins kleine gehenden Hinweisen bald merken, daß sie auf eingehende Erfahrung sich gründen. In der Tat habe ich hier fast nur bereits erprobte Verfahren, so insbesondere für den Bau und Betrieb (Kühlung) von Kanalstrahlenröhren aus Quarzglas mitgeteilt, die ich in meinen demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinenden vier Abhandlungen über den elektrischen Effekt aus Raummangel nicht erwähnte. Und auch hier habe ich der Kürze halber nur die zum Ziele führenden Methoden ohne eingehende Begründung mitgeteilt.

[2]) Vgl. J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 499, 1913.

Als Spektrograph kommt für die geplante Untersuchung der Größe des elektrischen Effektes wegen (3 bis 4 Å. Abstand der elektrischen Komponenten) wohl nur das Gitter in Betracht. Und zwar hat man nicht allein das leuchtende elektromagnetische Feld auf den Spalt scharf abzubilden, sondern man hat auch für eine nahezu stigmatische Abbildung der Linie durch das Gitter selbst oder die Hilfsoptik zu sorgen. Dies alles zum Zweck großer Lichtintensität. Die Abbildung auf den Spalt erfolgt zweckmäßig durch ein Kalkspatrhomboeder hindurch.

Bei Parallelstellung von elektrischem und magnetischem Feld dürfte sich folgende Anordnung der Kanalstrahlenröhre empfehlen. In eine etwa 2 cm weite, 12 cm lange Röhre aus Quarzglas wird eine Kathode von der aus der Fig. 1 ersichtlichen Form (kreisförmige Aluminiumscheibe auf einen 1,5 bis 2 cm hohen Kreiszylinder aufgenietet) eingesetzt; nach dem Einsetzen kann die Röhre oben zugeschmolzen und mit dem zur Aufnahme der Anode dienenden Seitenrohr sowie mit den Röhren zum Gasbehälter und zur Pumpe versehen werden. In den Kathodenzylinder sind vor dem Einsetzen in die Röhre Gewinde eingeschnitten und in diese wieder Metallstifte eingepaßt; nach dem Einsetzen können dann diese Stifte in die Kathode eingeschraubt werden; sie werden so gestellt und in Seitenröhren festgekittet, daß der Kathodenzylinder die Glaswand nicht berührt; wohl aber darf der Boden der Kathode auf der Glaswand fest aufsitzen. Alle Seitenröhren, welche in der Figur parallel dem Magnetfeld laufend, der Übersicht halber gezeichnet sind, werden in der Wirklichkeit besser senkrecht zum Magnetfeld gestellt.

Fig. 1.



Der wichtigste Teil an der Röhre ist derjenige, in dem gleichzeitig das elektrische und das magnetische Feld hergestellt

werden sollen. Es empfiehlt sich für ihn folgender Bau. Man läßt von W. C. HERAEUS (Hanau) zwei 0,5 bis 1 cm breite, 3 bis 4 cm lange, 0,5 mm dicke eben geschliffene Platten aus Quarzglas herstellen (die Dimensionen haben sich nach den Polschuhen zu richten). Diese läßt man in einem Abstand von 1 bis 1,5 mm parallel zueinander an ihren Längsseiten zusammenschmelzen. Das so erhaltene Stück ist dann an die oben beschriebene Glimmstromröhre vor dem Einsetzen der Kathode so anzuschmelzen, daß sein einer 1 mm breiter 0,5 bis 1 cm langer Mund gerade in einen axial gelegten Schlitz in das Ende der Glimmstromröhre paßt. In dem Boden der Glimmstromkathode ist ein entsprechender Schlitz so anzubringen, daß die Kanalstrahlen durch diesen hindurch in den schmalen Raum („Feldkammer") zwischen den zwei Quarzglasplatten laufen können.

Nachdem die Feldkammer an die Kanalstrahlenröhre geschmolzen ist, werden deren Innenwände bis in die Nähe des Schlitzes in der Kathode (ungefähr 2 mm Abstand) stark versilbert oder platiniert (bis zu 0,1 mm Dicke). Darauf wird der Metallbeschlag von den Schmalseiten der Feldkammer auf chemischem Wege wieder entfernt. Die Metallbelege auf den Breitseiten können dann als Elektroden für die Herstellung des elektrischen Feldes in dem Gasraum der Kammer dienen. Deren bis jetzt offenes Ende wird in folgender Weise verschlossen. Eine ihren Mund gut ausfüllende Quarzglasplatte wird in ihn etwa 1 cm tief eingeschoben und zwischen sie und jeden Metallbelag eine gut berührende Metallfolie (sehr dünnes Kupferblech) gelegt, falls man die Versilberung nicht auf die Außenwand fortgesetzt hat. Darauf wird der Luftspalt am Ende zwischen den Kammerwänden und der eingeschobenen Platte mit Siegellack verkittet.

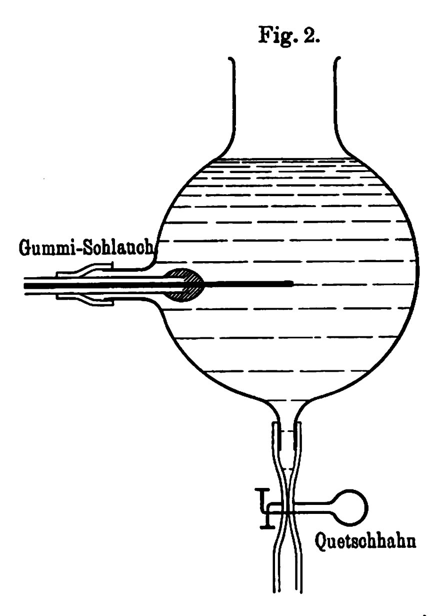
Die 1 cm in die Feldkammer vorgeschobene Platte hat den Zweck, die Kittung vor den sie zersetzenden Kanalstrahlen zu schützen. Um eine störende Erwärmung der Kittstellen zu vermeiden, läßt man gegen das verkittete Ende der Feldkammer während des Betriebes der Röhre dauernd einen Strom gekühlter Luft blasen. Die Kittstellen an den Seitenröhren für die Anode und die Kathode hält man durch ein mit Eis oder kaltem Wasser gefülltes Gefäß von der aus der Fig. 2 ersichtlichen Form kühl.

Es ist noch etwas über die Einrichtung der Feldkammer nachzutragen. An einer ihrer Schmalseiten in der Höhe der

Achse des magnetischen Feldes läßt man eine 2 bis 3 mm hohe Öffnung anbringen und auf diese ein 3 cm langes konisches Seitenrohr in der aus Fig. 1 ersichtlichen Weise (die Seitenansicht des Fensters ist in den Schnitt des einen Polschuhes eingezeichnet) anblasen. Durch eine auf sein Ende aufgekittete Glas- oder Flußspatplatte hindurch kann man dann die Lichtemission aus dem elektromagnetischen Feld beobachten.

Für den Fall der Senkrechtstellung von elektrischem und magnetischem Feld dürfte folgende Anordnung zum Ziele führen. Es werden zwei 5 mm breite, 2 mm hohe Parallelepipede aus Messing zunächst mit ihren Breitseiten auf ein 1 mm dickes, 5 mm breites Messingblech leicht aufgelötet. Das so erhaltene zusammengesetzte Parallelepiped wird zu einem Kreiszylinder von 4 mm Durchmesser abgedreht. Darauf wird dicht an dem einen Ende des Zylinders ein Gewinde senkrecht zu der Fläche der Messingblech-Zwischenlage eingeschnitten. Dann wird durch Erwärmen die Lötung gelöst und die Messingblech-Zwischenlage fortgenommen. In die Gewinde der erhaltenen Halbzylinder werden Stifte so eingeschraubt, daß ihre ebene Endfläche gerade in die ebene Fläche der Halbzylinder fällt. Ist dies geschehen, so werden die Halbzylinder in ein Glasröhrchen von 0,5 mm Wandstärke so eingepaßt, daß ihre ebenen Flächen gerade in 1 mm Abstand sich gegenüberstehen. Die Länge der Halbzylinder ist dem zur Verfügung stehenden Polschuh anzupassen, soll aber 5 cm nicht überschreiten.

Fig. 2.

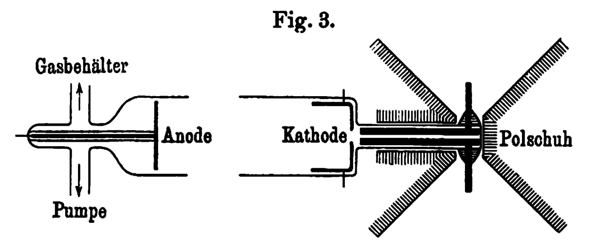


Das ausgesuchte Glasröhrchen erhält an seinem einen Ende einen ebenen Boden und dicht daneben an zwei gegenüberliegenden Stellen Löcher, durch welche die in die Halbzylinder einzuschraubenden Stifte passen. Mit dem anderen Ende wird das

Glasröhrchen an die Kanalstrahlenröhre angesetzt, wie es aus der Fig. 3 ersichtlich ist. In diese ist eine Kathode aus Platinblech eingesetzt; an ihren Boden sind zwei Platindrähte angenietet. Diese werden so in die Glaswand eingeschmolzen, daß die Kathode überall mindestens 0,25 mm Abstand von der Glaswand hält. Um die Zerstäubung zu vermeiden, ist in die Platinblechkathode eine Kathode aus dünnem Aluminiumblech eingesetzt. In dem Boden beider ist ein 4 mm langer, 1,5 mm weiter Schlitz angebracht, durch welchen die Kanalstrahlen in das elektromagnetische Feld fallen können.

Nach dem Einsetzen der Röhre in den einen Polschuh werden die Halterstifte in die Halbzylinder eingeschraubt und so an den diese umschließenden Glasröhrchen festgekittet, daß die ebenen Flächen der Halbzylinder parallel einander gegenüber in

Fig. 3.



1 mm Abstand sich befinden. An die Stifte der Halbzylinder wird eine Spannungsdifferenz von 1500 bis 2000 Volt gelegt.

Stellt man eine Röhre von dem vorstehenden Bau so auf, daß die Längsachse der Feldkammer zwischen den zwei Halbzylindern senkrecht zum magnetischen Feld steht, so kann die Röhre auch zur Untersuchung der Zerlegung einer Linie für Parallelstellung von elektrischem und magnetischem Feld benutzt werden. Hierbei sind die Metallhalbzylinder in der Feldkammer aus Eisen zu machen.

Zum Betrieb der Kanalstrahlenröhre kann man in den vorstehenden Anordnungen ein Induktorium benutzen. Aus naheliegendem Grunde hat man die Spannungsdifferenz des elektrischen Feldes im leuchtenden Kanalstrahlenraum durch feine Regulierung des Gasdruckes konstant zu halten.

Aachen, 23. Febr. 1914. Phys. Inst. d. Techn. Hochschule.

Zur Ableitung des Nernstschen Theorems;
von M. Polanyi.

(Eingegangen am 7. März 1914.)

Bezeichnungen: T = abs. Temperatur, v = Volum, C_v = spez. Wärme bei konstantem Volum, S = Entropie, e = Thermokraft.

Bekanntlich hat in neuerer Zeit NERNST eine Ableitung seines Theorems aus $\lim_{T=0} C_v = 0$ gegeben [1]), da diese Ableitung jedoch thermodynamische Betrachtungen beim absoluten Nullpunkt enthält, so wird sie wohl, so überzeugend sie auch wirken mag, nicht allgemein als strenger Beweis anerkannt werden. Ich war deswegen bestrebt, in vorliegender Notiz einen Beweis zu liefern, der seine Voraussetzungen auf experimentell realisierbare Temperaturgebiete beschränkt und daher das Ergebnis der NERNSTschen Ableitung gegen jeden Zweifel sichert.

Um diese Ableitung zu ermöglichen, wähle ich folgende Fassung des NERNSTschen Theorems: „Ist ein Körper in mehreren Modifikationen existenzfähig, so ist es möglich, durch Abkühlung ein Temperaturbereich zu finden, wo die Entropieabgabe bei isothermem, reversiblem Übergang jeder dieser Modifikationen in die andere unmerklich ist.“ Diese Fassung gilt unter der gewöhnlichen Voraussetzung, daß es möglich ist, die realen Prozesse beliebig den reversiblen Vorgängen zu nähern. Anstatt $\lim_{T=0} \frac{T}{C_v} > 0$ setze ich, da $\frac{T}{C_v} = \frac{\partial T}{\partial S}$, folgenden Satz:

„Selbst bei niedrigsten realisierbaren Temperaturen besteht die Möglichkeit, die Temperatur so genau zu messen, daß eine unmerkliche Temperaturänderung (bei v = konst.) niemals eine merkliche Veränderung des Entropiegehaltes im Körper bedinge“ [2]).

---

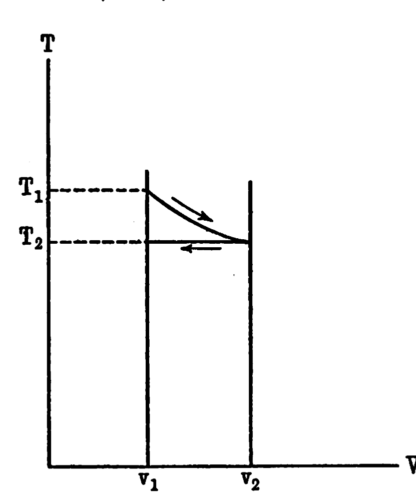
[1]) Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. 1912, S. 134, wobei noch vorausgesetzt war, daß C_v bei $T = 0$ mindestens linear Null wird, also

$$\lim_{T=0} \frac{T}{C_v} > 0.$$

[2]) Auf die verschiedenen Möglichkeiten, die Temperatur zu definieren, soll hier nicht eingegangen werden.

Die Ableitung macht sich dann folgendermaßen. Der Zustand des Körpers sei binnen der realisierbaren Temperaturgrenzen durch einen Punkt einer T—v-Fläche (s. Figur) bestimmt. Ausgehend von T_1 und v_1 bringen wir den Körper (soweit es unsere Versuchseinrichtung gestattet) adiabatisch und reversibel auf das Volum v_2 und von hier aus isotherm wieder zurück auf das Volum v_1. Hierbei sei Abkühlung auf T_2 erzielt.

Nachdem wir die Kontinuität von S nach T (bei v = konst.) angenommen haben, liegt nun nichts im Wege, die Versuchstechnik der adiabatischen Volumänderung so weit verfeint zu denken, daß, im Falle daß sich beim adiabatischen Übergang von v_1 und v_2 keine Temperaturveränderung mehr merklich macht, auch andere Untersuchungsmethoden keine Entropiedifferenz zwischen v_1 zu v_2 bei der betreffenden Temperatur mehr entdecken können[1]). Wiederholen wir aber die adiabatische Volumänderung $v_1 \longrightarrow v_2$ und den darauf folgenden isothermen Rückgang auf v_1 einige Male, so wird alsbald (da ja die insgesamt erzielte Abkühlung binnen endlichen Grenzen bleiben muß) keine merkliche Abkühlung mehr infolge dieses Prozesses eintreten und wir werden nach den eben gemachten Voraussetzungen, bezüglich der Versuchstechnik, die Temperatur erreicht haben, wo kein merklicher Unterschied im Entropiegehalt des Körpers bei v_1 einerseits und v_2 andererseits besteht.



Der Satz $\lim\limits_{T=0} \frac{de}{dT} = 0$ läßt sich natürlich auf ähnlichem Wege ableiten.

---

[1]) Der adiabatische Übergang braucht hierzu natürlich keineswegs ideal reversibel geleitet zu werden.

Das Prinzip meiner Ableitung läßt sich auch in folgende Worte fassen: Da einem Körper wegen $\lim_{T=0} \frac{T}{C_v} > 0$ nur eine bestimmte endliche Entropiemenge durch Abkühlung entnommen werden kann, so kann ihm auch durch Wiederholung des in der Figur dargestellten Prozesses nicht mehr als eine bestimmte Entropiemenge entnommen werden; die Wiederholung dieses Prozesses muß also zu einem Zustand führen, wo entlang der Isotherme keine meßbare Entropiemenge mehr abgegeben wird.

Technische Hochschule Karlsruhe i. B.

Der Einfluſs okkludierter Gase auf den selektiven Photoeffekt;

von R. Pohl und P. Pringsheim.

(Eingegangen am 19. März 1914.)

Die Abspaltung von Elektronen aus Atomen kann, abgesehen von dem direkten Stoß korpuskularer Elektrizitätsträger oder Atome, bei drei verschiedenen Vorgängen erfolgen:

1. Bei der Absorption kurzer elektrischer Wellen aus dem Licht- und dem Röntgenspektrum: Photoeffekt;
2. bei chemischen Vorgängen, seien es direkte Reaktionen, photochemische Reaktionen oder dissoziationsartige Vorgänge: Reaktionseffekt;
3. bei Erhitzung fester, flüssiger oder gasförmiger Körper: Thermoemission.

Das Bestreben nach einer Vereinheitlichung dieser drei Erscheinungen ist nicht neu. Eine Zurückführung des Reaktionseffektes auf die Thermoemission oder den Photoeffekt unter der Annahme lokaler Erhitzung oder Lichtemission bei chemischen Reaktionen wird man wohl ebensowenig als berechtigt anerkennen, wie eine Zurückführung der Thermoemission auf einen Photoeffekt der zur Rot- oder Weißglut erhitzten Substanzen. Wohl aber scheint die Thermoemission sich in vielen Fällen auf Reaktionseffekte im weitesten Sinne zurückführen zu lassen, und es ist sichergestellt, daß im Metall gelöstes, oder sonstwie gebundenes Gas für das Austreten von Elektronen bei höheren Temperaturen von prinzipieller Bedeutung ist. Wenigstens beobachtet man in allen Fällen, in denen die Beschaffenheit des Materials chemische Reaktionen zuläßt, eine Abnahme des Effektes, die sich im Sinne eines Verbrauches der Reagenzien deuten läßt, und desgleichen sinkt die Elektronenemission stets, wenn sich der Gasinhalt des glühenden Körpers unter Gasabgabe vermindert. Eine zeitlich konstante Emission ergibt nur ein Metall wie Wolfram, das selbst bei Weißglut keine merklichen Mengen Gas entweichen läßt. Bei der Thermoemission ist eine Abhängigkeit von Reaktionseffekten im allerweitesten Sinne, eine Abhängigkeit vom Gasinhalt

des Metalles, experimentell zweifellos vorhanden, wenngleich wir den Mechanismus des Vorganges in keiner Weise übersehen.

Sehr viel schwieriger steht es um den Versuch, die Erscheinungen 1 und 2, d. h. den Photoeffekt mit Reaktionseffekten zu verknüpfen. Solange die erregende Wellenlänge kurz, die Energie der ausgelösten Elektronen groß ist, haben wir, wie im Röntgenspektrum, einen lichtelektrischen Effekt, der sich als reine Atomeigenschaft unabhängig von allen chemischen Bindungen additiv aus den Komponenten ergibt. Elektrische Wellen sehr hoher Frequenz vermögen Elektronen ohne Zuhilfenahme chemischer Reaktionen im weitesten Sinne abzuspalten, und zwar unter enormer Energiekonzentration zugunsten der abgespaltenen Elektronen, deren Geschwindigkeit der des Lichtes vergleichbar werden kann. Im Gebiete längerer elektrischer Wellen, also des ultravioletten und sichtbaren Lichtes, oder im Bereiche der lichtelektrischen Erscheinungen im engeren Sinne, ist die Energie der abgespaltenen Elektronen um mehrere Zehnerpotenzen kleiner als im Röntgenspektrum, die elektrische Feldstärke der Strahlung bei den üblichen Versuchsbedingungen hingegen von der gleichen Größe wie im Röntgenspektrum, und daher liegt zunächst kein Grund zu der Annahme vor, daß hier die austretenden Elektronen ihre kinetische Energie nicht ohne Mitwirkung irgendwelcher chemischer Vorgänge erlangen können. Wohl ist es eine allgemein anerkannte Tatsache, daß Gase in der Grenzschicht des Metalles gegen den Untersuchungsraum die zur Beobachtung gelangenden lichtelektrischen Erscheinungen sehr wesentlich modifizieren können, insbesondere in der Nähe der langwelligen Grenze des normalen Photoeffektes. So können die an sich sehr langsamen Elektronen durch fremde Moleküle an und in der Metalloberfläche beim Austreten behindert oder gefördert werden, es kann durch Änderung des Voltapotentials oder sogar durch Entstehung von Doppelschichten das äußere beschleunigende Feld geändert werden, und endlich ist es durchaus möglich, daß die Metalloberfläche in ihrer chemischen Zusammensetzung nicht mit dem Material des kompakten Stückes identisch ist, wie überhaupt die Herstellung wirklich „reiner“ Metalloberflächen den wundesten Punkt der ganzen lichtelektrischen Versuchstechnik bildet, — kann man ja doch schließlich die Bedingungen einer „reinen“ Metalloberfläche heutzutage überhaupt noch nicht definieren.

Ob man über das eben Gesagte noch weiter hinausgehen darf oder muß und der Anwesenheit fremder Moleküle in der Metalloberfläche eine prinzipielle Bedeutung für das Zustandekommen jedes normalen Photoeffektes zuzuschreiben hat, scheint uns auf Grund des bisher bekannten Materials nicht eindeutig entschieden werden zu können. Doch glauben wir, daß einfach photochemische Reaktionen keinesfalls die einzige Quelle des normalen Photoeffektes sind, trotz der interessanten Ausführungen der Herren FREDENHAGEN[1]) und KÜSTER[2]). Während die Arbeit dieser Autoren darauf hinausläuft, daß das Auftreten des normalen Photoeffektes an die Existenz direkter Reaktionen gebunden ist, und daß die Anwesenheit chemisch indifferenter Gase ohne Einfluß ist, haben neuerdings die Herren WIEDMANN und HALLWACHS[3]) die sehr viel weitergehende Ansicht ausgesprochen, daß jede lichtelektrische Elektronenemission die Anwesenheit von Gasen an und in Metallen zur Voraussetzung hat. Als Beweis hierfür dienen Versuche an Kalium, welches, durch mehrfache Destillation im Vakuum weitgehend von gelöstem Wasserstoff befreit, seine ganze lichtelektrische Elektronenemission einbüßen soll, und zwar in dem Spektralbereich, in dem nach unseren Messungen neben einem normalen Photoeffekt auch der selektive vorhanden sein muß, da nach einer brieflichen Mitteilung von Herrn HALLWACHS der Einfallswinkel bei der verwandten Versuchsanordnung etwa 60^0 betrug.

Dies Resultat erschien uns so grundlegend für die Erklärung des Mechanismus des selektiven Photoeffektes, den wir als eine charakteristische Eigenfrequenz der Alkalimetalle angesehen haben, daß wir versuchten, zunächst die Experimente der Herren WIEDMANN und HALLWACHS möglichst genau zu wiederholen. Dabei stießen wir jedoch auf eine ganze Reihe von Schwierigkeiten, so daß wir schließlich eine etwas geänderte Versuchsanordnung wählten. Zunächst zeigte ein zur Kontrolle mit angeschlossenes McLeodmanometer, daß die Entladung in einem weiten Geißlerrohr bereits bei einem Druck von mehreren tausendstel Millimetern aussetzt, was bei den geringen elektronegativen Beimengungen in dem vom Kalium abgegebenen Gase nicht verwunderlich

---

1) K. FREDENHAGEN, Phys. ZS. 15, 65, 1914.
2) H. KÜSTER, ebenda 15, 68, 1914.
3) G. WIEDMANN u. W. HALLWACHS, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 107, 1914.

ist[1]), und daß somit das Geißlerrohr eine weitergehende Entgasung des Kaliums nicht mehr verfolgen läßt. Eine zweite Schwierigkeit bereitete uns die Herstellung einer hinreichend kompakten Kaliumschicht, die mit der unteren eingeschmolzenen Platindrahtelektrode einen sicheren Kontakt bildet. Es ist ja bekannt, wie durch Destillation gewonnene, für das Auge in der Aufsicht vollkommen kontinuierlich aussehende Kaliumbeschläge tatsächlich inkohärent sind; dies ist z. B. der Grund, warum Elster und Geitel in ihren Photozellen einen Teil der Oberfläche stets innerlich versilbern. Auch wir haben jetzt wieder gefunden, daß eine Zelle, deren beide Elektroden durch eine auf der Glasseite vollkommen spiegelnde und auf der Innenseite ganz gleichmäßig mattweiße Kaliumfläche verbunden waren, trotz der angelegten Spannungen vollkommen isolierte und einen Photoeffekt nur dann zeigte, wenn die natürlich auch vom Kalium bedeckte kleine Platindrahtelektrode selbst belichtet wurde, während eine Beleuchtung der ganzen übrigen Kaliumfläche wirkungslos blieb. Da bei der verwendeten Form des Glasapparates bei jeder Destillation nicht unerhebliche Materialverluste in den Rohrleitungen eintraten, so wurde es von Mal zu Mal schwieriger, größere kohärente Kaliumflächen zu gewinnen. Versuchten wir aber, das ganze infolge der Destillation zunächst die gesamte Innenwand der Zelle gleichmäßig bedeckende Kalium durch Erhitzen in die Nähe der unteren Elektrode zu schaffen, so wurde dadurch das Glas ohne sichtbare Veränderung oder Verfärbung in einer Weise leitend, daß der Oberflächenstrom[2]) die Größe des zu messenden Photostromes um ein Vielfaches übertraf. Diese Fähigkeit, das Glas in hohem Grade anzugreifen, ist augenscheinlich eine Eigentümlichkeit des gasfreien Kaliums, die mit dem Grade der Entgasung zunimmt und bei gewöhnlichem, nicht entgastem Kalium von uns nie beobachtet worden ist.

Die von uns benutzte Anordnung ist in der Fig. 1 mit beigefügten Maßen skizziert. Zur Evakuierung diente eine sehr gut arbeitende Gaedesche Hg-Pumpe, die einen Druck von unter 10^{-5} mm Hg zu erreichen gestattete und während der ganzen, nach Tagen zählenden Versuchsdauer ununterbrochen im Betriebe blieb.

---

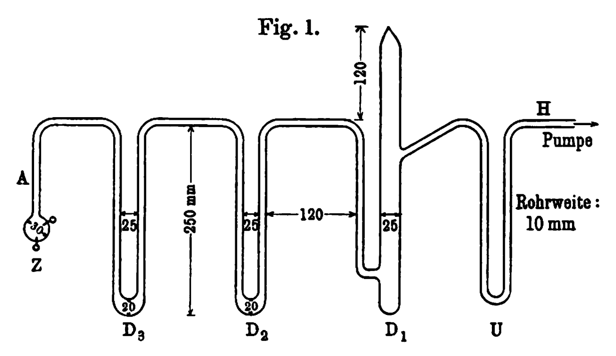
1) J. Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 613, 1910.

2) Solche störende Oberflächenleitung (Dunkeleffekt) erwähnen auch die Herren Wiedmann und Hallwachs.

Auf den gefetteten Hahn bei H folgt das mit flüssiger Luft gekühlte Rohr U und dann kommen drei Gefäße $D_1 D_2 D_3$, die zur stufenweisen Entgasung des Kaliums durch Erhitzen im elektrischen Ofen dienen, und endlich die Untersuchungszelle Z.

Im Unterschiede von den Herren WIEDMANN und HALLWACHS haben wir uns damit begnügt, nur das Gefäß Z mit eingeschmolzenen Platinelektroden zu versehen. Wir konnten nämlich auf die Möglichkeit, das Kalium in verschiedenen Phasen der Behandlung lichtelektrisch auf eine stufenweise Empfindlichkeitsänderung zu untersuchen, verzichten, da wir unsere Messungen im absoluten Maße ausführen und infolgedessen mit unseren

Fig. 1.

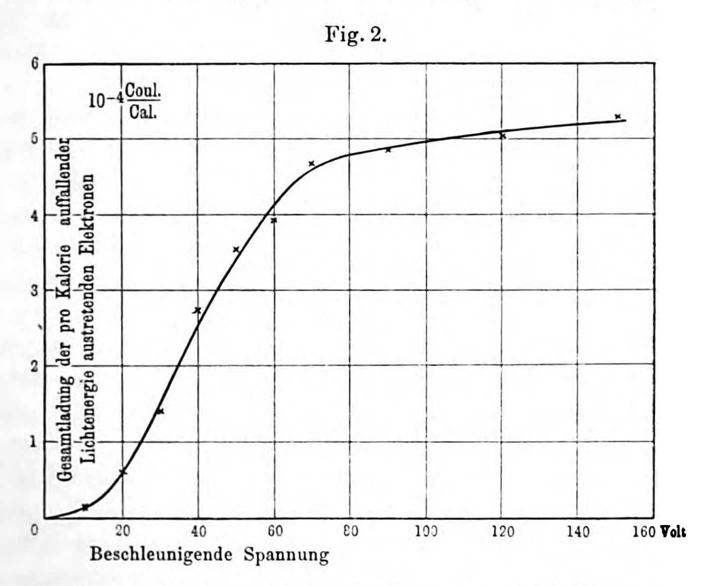


zahlreichen früheren Beobachtungen an den verschiedensten Kaliumzellen vergleichen konnten.

Bei den endgültigen Versuchen wurde in das erste Gefäß D_1 etwa $1^1/_2$ ccm Kalium eingebracht, das schon vorher in drei Etappen insgesamt 80 Stunden lang bei Temperaturen zwischen 350 und 400° im Vakuum gesiedet hatte und dessen Struktur etwas kristallinisch brüchig geworden war. Bei der gleichen Temperatur erfolgte dann weiteres Sieden im Gefäße D_1, wobei die Gasabgabe schon nach wenigen Stunden so weit sank, daß die langsam laufende Pumpe leicht einen Druck von 10^{-4} mm aufrecht zu halten imstande war, während beim Sieden nicht vorbehandelten Kaliums unter gleichen Bedingungen Drucke von 10^{-1} mm abgelesen wurden. Während der Erhitzung diente das etwa 15 cm aus dem Ofen oben herausragende Stück des Rohres D_1 als Rückflußkühler, so daß die Destillation beliebig lange fortgesetzt werden konnte. Nach 50 Stunden wurde mit Hilfe zweier großer Bunsenflammen der Rückfluß des Metalles in das Gefäß D_1

verhindert, und das gesamte Material innerhalb einiger Stunden in das Gefäß D_2 getrieben, ohne daß auch hier, trotz zeitweilig sehr erheblicher lokaler Erhitzung der Glasrohre, der Druck über 10^{-4} mm hinausging. Nun erfolgte während je 24 Stunden eine analoge Destillation mit Rückflußkühlung in D_2 und in D_3, diesmal bei Temperaturen vorübergehend bis zu 400°. Endlich wurde das Metall wieder mit Hilfe von Bunsenbrennern in einem etwa $^3/_4$ ccm großen Tropfen an der Stelle A gesammelt und von dort ohne Destillation durch ganz schwache Erwärmung in die eigentliche Photozelle hineingegossen. Dort umgab es die untere Elek-

Fig. 2.



trode in Form eines massiven Blockes, der nach Erstarren eine sehr glatte, beinahe planspiegelnde Oberfläche besaß.

Bei der lichtelektrischen Messung war der Elektronenstrom wegen der relativ ungünstigen Feldverteilung, wie sie sich aus der Kleinheit der Gegenelektrode 2 ergibt, erst bei 100 Volt annähernd gesättigt, wie die Kurve der Fig. 2 zeigt, und die endgültigen Empfindlichkeitsmessungen wurden daher bei einer beschleunigenden Spannung von 150 Volt ausgeführt, während die Herren Wiedmann und Hallwachs nur 8 Volt verwandten. Die benutzte Wellenlänge war $\lambda = 436\,\mu\mu$ in der Nähe der Eigenfrequenz des selektiven Effektes am Kalium. Die Zahl der Elek-

tronen pro Kalorie auffallender Lichtenergie ergab sich während einer 21stündigen Beobachtungsdauer innerhalb der Versuchsfehler konstant, und zwar, wie die Tabelle 1 zeigt, zu $5{,}5 . 10^{-4}$ coul/cal.

Tabelle 1.
Stark entgastes Kalium, Einfallswinkel $\sim 60^0$; $\lambda = 436\,\mu\mu$.

	Alter der Kaliumfläche in Stunden					Mittel
	1/2	2	7	12	21	
Gesamtladung der Elektronen pro Kalorie auffallender Lichtenergie	5,3	5,6	5,6	5,5	5,4	5,5
	10^{-4} coul/cal					

Zum Vergleich enthält die Tabelle 2 die entsprechenden Zahlen, die wir im Laufe der letzten Jahre an 11 verschiedenen gegossenen [1]) Kaliumflächen gemessen haben, und die den Mittelwert $5{,}1 . 10^{-4}$ coul/cal ergeben. Trotz des 180stündigen Siedens im Vakuum und der damit verknüpften weitgehenden Entgasung ist also eine merkliche Abnahme der Elektronenemission, die bei $\lambda = 436\,\mu\mu$ und einem Einfallswinkel von etwa 60^0 wohl fast ausschließlich dem selektiven Effekt angehört, nicht zu erkennen.

Da aber die Gasfreiheit eines Metalles nur ein relativer Begriff ist, haben wir versucht, die Entgasung noch weiter zu treiben. Zu diesem Zweck haben wir die Erhitzung über noch längere Zeit ausgedehnt. Gleichzeitig haben wir, um eine äußerliche Abweichung gegenüber der Anordnung der Herren WIEDMANN und HALLWACHS zu beseitigen, neben der Hg-Pumpe noch gekühlte und vorher sorgfältig entgaste Kokosnußkohle zu Hilfe genommen. Allerdings ist nach den Messungen der Herren SCHEEL und HEUSE [2]) die Sauggeschwindigkeit der rotierenden Hg-Pumpe der gekühlten Kohle um ein Vielfaches überlegen, und auch das maximal erreichbare Vakuum dürfte für den Fall des Wasserstoffs nicht erhöht werden, da man selbst für den Fall der durch Kohle viel stärker absorbierbaren Luft nur einige millionstel Millimeter Hg gewinnt.

---

[1]) Durch Destillation erhaltene mattweiße Kaliumflächen können infolge erhöhter Lichtabsorption pro Kalorie auffallender Lichtenergie bis zu $12 . 10^{-4}$ Coul ergeben; vgl. R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 175, 1913.

[2]) K. SCHEEL und W. HEUSE, ZS. f. Instrkde. **29**, 47, 1909.

Die einzelnen Daten für diese zweite Versuchsreihe sind die folgenden:

Erhitzung des Kaliums bei dauernd laufender Gaedepumpe unter Ausschluß von Hg-Dämpfen durch flüssige Luft: 300 Stunden, Temperatur im Mittel 360°.

Destillation in D_1: 40 Stunden Gasdruck im Mittel unter 2.10^{-5} mm Hg, Temperatur 365°.

Destillation in D_2: 66 Stunden Gasdruck im Mittel unter 10^{-5} mm Hg, Temperatur 365°.

Destillation in D_3: 24 Stunden, Gasdruck im Mittel 6.10^{-6} mm Hg, Temperatur 375°.

Um den Grad der hiermit erreichten Entgasung zu veranschaulichen, sei bemerkt, daß das Kalium, wie wir es gewöhnlich zu unseren lichtelektrischen Messungen benutzen (vgl. Tabelle 2), etwa 2 cm^3 H_2 pro Kubikzentimeter Kalium entwickelt[2]), falls man das Metall eine Stunde lang auf 360° erhitzt, während wir am Ende der obigen Versuchsreihe die Gasabgabe ceteris paribus bis auf 4.10^{-4} cm^3 H_2 pro Gramm Kalium und Stunde herabgedrückt haben. Trotz dieser weitgehenden Entgasung ergab die lichtelektrische Messung für die Wellenlänge 436 $\mu\mu$

$$5{,}9 . 10^{-4} \text{ Coul pro Kalorie}$$

auffallender Lichtenergie, ein Wert, der wiederum vom Mittel der Tabelle 2 nicht

Tabelle 2. Gewöhnliches gashaltiges Kalium; $\varphi \sim 60°$; $\lambda = 436\,\mu\mu$.

												Mittel
Gesamtladung der Elektronen pro Kal. auffallender Lichtenergie (10^{-4} coul/cal)	4,4	5,6	6,1	4,3	6,1	4,9[1])	5,8	6,6	3,1	4,2	4,5	5,1
Versuchsnummer	3766	3524	3531	4566	4664	4426	4109	4804	4844	5009	3753	

[1]) Vgl. R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 625, 1913, Tabelle 1.

[2]) Die gesamte Gasabgabe des von Kahlbaum bezogenen Kaliums betrug unter den oben angegebenen Bedingungen etwa 30 cm^3 H_2 pro Kubikzentimeter Kalium.

mehr abweicht, als den von der Oberflächenstruktur herrührenden Unterschieden der Lichtabsorption entspricht.

Ebensowenig war es uns bei einem der Vorversuche gelungen, eine Kaliumfläche herzustellen, deren lichtelektrische Empfindlichkeit sich merklich von der üblichen unterschied. Doch sehen wir von der Angabe einzelner zahlenmäßiger Resultate ab, da uns die Versuche wegen der aus der Oberflächenleitung folgenden Störungen nicht befriedigend erscheinen.

Worin der Grund für den Unterschied zwischen unseren Resultaten und den von den Herren WIEDMANN und HALLWACHS erhaltenen Ergebnissen liegt, vermögen wir nicht zu entscheiden.

Zusammenfassung.

Kalium, welches 180 bzw. 430 Stunden im Vakuum unter Gasabgabe bei Temperaturen zwischen 350 und 400° gesiedet hat, und dessen Gasabgabe dabei bis auf $4 . 10^{-4}$ cm³ H_2 pro Kubikzentimeter Kalium und Stunde herabgesetzt ist, ergibt nach unseren Versuchen in der Nähe der Eigenfrequenz des selektiven Photoeffektes merklich die gleiche Elektronenemission wie nicht weiter vorbehandeltes gasreiches Metall, das pro Kubikzentimeter Kalium und Stunde ceteris paribus 2 cm³ H_2 entwickelt. Die Anwesenheit von Wasserstoff im Metall scheint uns daher für das Auftreten eines selektiven Photoeffektes keine prinzipielle Bedeutung zu besitzen.

Ein Teil der bei diesen Versuchen verwandten Apparate war aus Mitteln, welche wir der Jagorstiftung verdanken, beschafft.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, März 1914.

Zur Theorie der Adsorption;

von A. Eucken.

(Eingegangen am 27. März 1914.)

---

1. Die Frage, ob es sich bei der Adsorption im wesentlichen um einen physikalischen, oder um einen chemischen Vorgang handelt, dürfte sich schwerlich vollständig eindeutig beantworten lassen, da vermutlich in vielen Fällen (z. B. bei der Färbung) die insgesamt als „Adsorption" bezeichnete Erscheinung aus verschiedenen Einzelvorgängen zusammengesetzt ist [1]). Indessen scheint es eine Anzahl von Beispielen zu geben, bei denen diese Komplikation fortfällt, oder wenigstens in den Hintergrund tritt, wo es sich also im wesentlichen um einen verhältnismäßig einfachen Vorgang handelt. Bevor man an die Analyse der zusammengesetzten Fälle herantritt, dürfte es offenbar von Nutzen sein, zunächst einmal einen dieser einfacheren Fälle — als ein solcher bietet sich die Adsorption eines Gases an einem chemisch inerten, festen Körper, z. B. Holzkohle, dar — möglichst weitgehend zu verfolgen.

Am nächstliegenden ist wohl eine rein physikalische Vorstellung der einfachen Adsorption [2]), die auf folgendem beruht:

Zwischen sämtlichen gleichartigen, sowohl als auch ungleichartigen Molekülen existiert eine (physikalische) Attraktionskraft. Das Vorhandensein einer derartigen Kraft kommt bei gleichartigen Molekülen durch eine Anzahl von genau untersuchten Erscheinungen zum Ausdruck. Sie äußert sich durch die Verdampfungswärme, durch das Auftreten der VAN DER WAALSschen Konstanten a, durch die Oberflächenspannung und schließlich durch die SUTHERLANDsche Konstante C (oder die REINGANUMsche Konstante C'), die für die Temperaturabhängigkeit der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle charakteristisch ist. Es liegt

---

[1]) Näheres hierüber in der Monographie O. HAUSERS über kolloidale Lösungen, welche demnächst als ein Band des BREDIGschen Handbuches der angewandten physikalischen Chemie erscheinen wird.

[2]) Dieselbe wurde qualitativ bereits häufig geäußert, scheint aber quantitativ bisher noch nicht vollständig durchgeführt zu sein.

nun nahe anzunehmen, daß eine derartige Kraft auch bei verschiedenartigen Molekülen wirksam ist, selbst wenn sie sich in verschiedenen Aggregatzuständen befinden (daß sie bei verschiedenen Molekülen im gleichen Aggregatzustand vorhanden ist, folgt unter anderem aus der VAN DER WAALSschen Theorie der Mischungen).

Die Änderung der Adsorptionskraft mit der Entfernung soll vorläufig durch eine einfache Potenzformel von der Gestalt:

$$K' = -\frac{a'}{x^{\mu+1}} \tag{1}$$

dargestellt werden; wie sich herausstellt, kommt es auf den Wert des Exponenten μ, ebenso wie auf die Gestalt des Attraktionsgesetzes überhaupt, nur wenig an. Jedenfalls lassen sich die im folgenden benutzten empirischen Daten befriedigend mit Hilfe von 1), vermutlich allerdings auch ebensogut durch ein anderes Gesetz, etwa durch eine e-Funktion, darstellen. Umgekehrt beanspruchen die folgenden Betrachtungen selbstverständlich keineswegs, irgend eine Aussage über den wirklichen Verlauf des Attraktionsgesetzes zu machen, dem man vermutlich erst bei einem sehr viel subtileren Studium dieses Gebietes wird näher kommen können. Es liegen hier die Verhältnisse offenbar ähnlich wie in den übrigen Gebieten der kinetischen Theorie der Gase und der Flüssigkeiten (Zustandsgleichung usw.); auch dort tritt in den experimentell prüfbaren Beziehungen das molekulare Attraktionsgesetz fast stets in den Hintergrund, so daß unsere Kenntnisse über die wirkliche Gestalt desselben trotz zahlreicher Arbeiten über dieses Thema bis heute noch recht unsicher und lückenhaft geblieben sind.

Es ist einleuchtend, daß sich die Wirkung der Adsorptionskraft um so stärker bemerkbar macht, je größer die Berührungsfläche zwischen dem Gas und dem festen Körper ist. In der Tat wurde eine Adsorption von Gasen bisher fast ausschließlich an solchen Körpern beobachtet, die eine besonders große Oberfläche besitzen, die also stark zerklüftet, reich an Poren oder im Zustand sehr feiner Verteilung sind. Daß aber auch an ebenen Flächen eine Adsorption verdünnter Gase stattfindet, geht deutlich aus einigen Versuchen GAEDES[1]) über die äußere Reibung von Gasmischungen hervor. Auch die Bildung einer Wasserhaut an ver-

---

[1]) Ann. d. Phys. 41, 307 ff., 1913.

schiedenen festen Körpern (Metallen) mit glatter Oberfläche[1]) dürfte als eine physikalische Adsorption im obigen Sinne anzusprechen sein, wenn auch die Bildung einer Wasserhaut speziell am Glase wohl eher durch einen Lösungsvorgang (Bildung einer konzentrierten Alkalilösung) zu erklären sein wird[2]).

Bei den folgenden Berechnungen wird es nützlich sein, drei Einzelfälle der Reihe nach getrennt zu behandeln:

die Adsorption eines idealen Gases,
die Adsorption eines realen Gases oberhalb des kritischen Punktes,
die Adsorption eines Dampfes.

Hierbei sei der Einfachheit wegen zunächst angenommen, daß die Adsorption an einer ebenen Oberfläche stattfindet; in zweiter Linie soll versucht werden, zu prüfen, in welcher Weise eine starke Zerklüftung der Oberfläche zu berücksichtigen ist.

2. Die Durchführung der Berechnungen gestaltet sich sehr einfach. Da die Grundannahme zu der Vorstellung führt, daß sich auf dem adsorbierenden Körper eine mit wachsender Entfernung verdünnter werdende Gasschicht bildet, kann die Berechnung eng an die elementare Ableitung der barometrischen Höhenformel angelehnt werden.

In einer der Oberfläche parallelen Ebene (Abstand x) herrsche ein bestimmter Gasdruck p, der in erster Linie durch die komprimierende Wirkung der Adsorptionskraft entsteht (wenn man den Gasdruck in unendlicher Entfernung von der Oberfläche als verhältnismäßig klein ansehen darf). Die Zunahme des Druckes dp im Intervall dx wird offenbar durch die Attraktion der im Volumen $1 \times dx$ befindlichen Moleküle bedingt. Es gilt daher, wenn c die Anzahl der Mole in der Volumeinheit (Konzentration) bedeutet:

$$dp = -K' c\, dx, \qquad 2)$$

da

$$p = c R T,$$

folgt

$$\frac{dc}{c} = -\frac{1}{RT} \int K' dx$$

oder

$$\ln c = -\frac{K}{RT} + \text{Const},$$

---

[1]) Ihmori, Wied. Ann. 31, 1006, 1887.
[2]) Warburg u. Ihmori, ebenda 27, 481, 1886.

indem man durch Integration von 1) das Potential K einführt. Die Integrationskonstante bestimmt sich in der üblichen Weise dadurch, daß für $x = \infty$, $K = O$ wird. Somit folgt[1]):

$$c_x = c_\infty e^{-\frac{K_x}{RT}} \tag{3}$$

Die Gesamtmenge A der auf der Oberfläche O adsorbierten Substanz erhält man durch eine einfache Integration von 3):

$$A = O\int_\sigma^\infty (c_x - c_\infty)\,dx = O\,c_\infty \int_\sigma^\infty \left(e^{-\frac{K_x}{RT}} - 1\right)dx, \tag{4}$$

wenn σ den mittleren Molekulardurchmesser bedeutet, d. h. den kleinsten Abstand, bis auf den die Molekülzentra einander nahekommen können. Aus Gleichung 4) geht hervor, daß die adsorbierte Menge der Gasdichte im Gasraum proportional sein muß, ein Schluß, der bekanntlich für das von Gleichung 4) beanspruchte Gültigkeitsgebiet (hohe Temperaturen, geringe Drucke) durch die Erfahrung durchaus bestätigt wird. Führt man

$$K_x = -\frac{a}{x^\mu}$$

ein, und entwickelt in eine Reihe, so folgt zunächst:

$$A = O c_\infty \int_\sigma^\infty \left\{1 + \frac{a}{RTx^\mu} + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{RT}\right)^2 \frac{1}{x^{2\mu}} \cdots + \frac{1}{n!}\left(\frac{a}{RT}\right)^n \frac{1}{x^{n\mu}} \cdots - 1\right\} dx$$

und weiterhin:

$$A = O\,c_\infty\,\sigma \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n!\,(\mu n - 1)} \left(\frac{C}{T}\right)^n, \tag{5}$$

wenn

$$C = \frac{a}{\sigma^\mu R} = -\frac{K_\sigma}{R}$$

gesetzt wird.

Für große Werte von $\frac{C}{T}$ tragen zu der Summe 5) hauptsächlich die höheren Glieder bei (große Werte von n), wodurch ihre

---

[1]) Für den ersten Spezialfall (ideales Gas) ist der Boltzmannsche e-Satz anwendbar, so daß 3) hier ohne weiteres als Ausgangspunkt hätte dienen können; in den übrigen Fällen (reales Gas usw.) ist das nicht möglich.

Berechnung ziemlich umständlich wird. Hier kann man indessen $\mu n - 1$ durch

$$(n+1)\left(1-\frac{1}{n}\right)\left(\mu-\frac{1}{n}\right)$$

ersetzen, und es folgt dann (angenähert):

$$A = \frac{O \sigma c_\infty}{\mu \frac{C}{T} - \frac{1+\mu}{n_0} \frac{C}{T}} e^{\frac{C}{T}},$$

wenn man mit n_0 die Ordnungszahl desjenigen Gliedes der Reihenentwickelung 5) bezeichnet, welches den maximalen Beitrag bei der Summierung liefert. Da nun n_0 sich ungefähr proportional zu $\frac{C}{T}$ verschiebt, kann man weiterhin das Glied $\frac{1+\mu}{n_0} \frac{C}{T}$ annähernd als konstant ansehen und erhält schließlich:

$$A = \frac{O \sigma c_\infty}{\mu \frac{C}{T} - b} e^{\frac{C}{T}}. \tag{6)}$$

Bei der numerischen Berechnung empfiehlt es sich, b in der Weise zu ermitteln, daß man für einen Spezialfall die Reihe 4) genau ausrechnet und den gefundenen Wert für A in 6) einsetzt. Es zeigt sich dann, daß 6) von $\frac{C}{T} > 6$ an eine für praktische Zwecke hinreichende Genauigkeit liefert; da $\frac{C}{T}$ bei den zur Prüfung der Theorie heranzuziehenden Beobachtungen größer als 7 ist, erweist sich Gleichung 6) als ausreichend.

Der Absolutwert der Adsorptionskonstanten C läßt sich wenigstens der Größenordnung nach auf folgende Weise aus dem Attraktionspotential C' zweier gleichartiger Moleküle berechnen. Das Attraktionspotential C', welches sich bekanntlich verhältnismäßig leicht aus der Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung der Gase ermitteln läßt, ist bei gleichartigen Molekülen erfahrungsgemäß etwa gleich der Siedetemperatur (in absoluter Zählung) der Substanz unter Atmosphärendruck, besitzt also für Stickstoff den Wert 90[1]) und läßt für Kohlenstoff einen Wert in der Nähe von 3600 erwarten. Bei zwei verschiedenartigen Molekülen

[1]) Vgl. K. Rappenecker, ZS. f. phys. Chem. 72, 705, 1910.

dürfte C' wenigstens annähernd genau, gleich dem geometrischen Mittel aus den Einzelwerten sein. Die Attraktion zwischen einem Stickstoff- und einem Kohlenstoffmolekül würde daher einen Wert von

$$C' = \sqrt{90 . 3600} = \text{ca. } 670$$

führen. Bei der Adsorption ist nun stets eine Anzahl von Molekülen des festen Körpers gleichzeitig wirksam; da aber nach unseren jetzigen Kenntnissen die Reichweite der molekularen Attraktionskraft relativ klein und vermutlich nur innerhalb einer Entfernung von wenigen Moleküldurchmessern merklich ist, wird die Zahl der festen Moleküle, die gleichzeitig auf ein Gasmolekül eine Wirkung ausüben, verhältnismäßig gering sein. Setzt man, um diese Vorstellung quantitativ zu formulieren, für das Potential zweier Moleküle $K' = -\frac{a''}{x^4}$, so erhält man:

$$C = -\frac{K_\sigma}{R} = \frac{a''}{\sigma^4 R}\left\{1 + \frac{6}{2^2} + \frac{12}{5^2} + \frac{18}{100^2} \cdots\right\}$$
$$= C'\{1 + 1{,}5 + 0{,}5 + 0{,}02 \ldots\} = 3\,C',$$

wenn man annimmt, daß nur die an der Oberfläche liegenden Moleküle wirksam seien, und daß jedes Molekül hier sechs unmittelbare Nachbarmoleküle besitzt. Es würde also für die Adsorptionskonstante C des Stickstoffs an Kohle ein Wert in der Nähe von 2000 zu erwarten sein.

3. Eine Zerklüftung der Oberfläche wird am einfachsten bei der Berechnung dadurch berücksichtigt, daß man hier die Größe der Niveauflächen (Äquipotentialflächen) nicht wie bei einer ebenen Oberfläche als konstant, sondern als mit der Entfernung veränderlich (und zwar in diesem Fall als mit wachsender Entfernung stark abnehmend) ansieht. Man hat daher in 4) anstatt O eine Funktion der Entfernung, etwa von der Gestalt

$$O_x = O' \frac{1}{x^\nu}$$

einzuführen, wobei O' derart zu bestimmen ist, daß O für $x = \sigma$ gleich der wahren Oberfläche O wird, es gilt somit

$$O = \frac{O'}{\sigma^\nu}.$$

Gleichung 4) nimmt nunmehr eine etwas veränderte Gestalt an:

$$A = O' c_\infty \int_0^\infty \frac{1}{x^\nu}\left(e^{\overline{x^\mu R T}^{a}} - 1\right) d x.$$

Entwickelt man wiederum in einer Reihe und integriert, so ergibt sich (unter Vernachlässigung des negativen Gliedes unter dem Integral) ähnlich wie oben:

$$A = O' c_\infty \sigma \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{n!(\mu n + \nu - 1)\sigma^\nu}\left(\frac{C}{T}\right)^n.$$

Wie man bereits erkennt, ist der Unterschied dieser Gleichung gegenüber 5) nur unbeträchtlich; begnügt man sich auch hier mit einer Annäherung und setzt

$$\mu n + \nu - 1 = (n+1)\left(\mu - \frac{\mu - \nu + 1}{n}\right),$$

so erhält man:

$$A = \frac{O \sigma c_\infty}{\mu \frac{C}{T} - \frac{1 + \mu - \nu}{n_0} \frac{C}{T}} e^{\frac{C}{T}}.$$

Setzt man nun ferner voraus, die beiden Exponenten μ und ν seien von der gleichen Größenordnung, so wird der Faktor $\frac{1+\mu-\nu}{n_0}$ verhältnismäßig klein, jedenfalls kleiner als in 6). Der Einfachheit wegen möge $1 + \mu = \nu$ angenommen werden[1]), so daß sich für eine zerklüftete Oberfläche schließlich

$$A = \frac{O \sigma c_\infty}{\mu \frac{C}{T}} e^{\frac{C}{T}} \tag{7}$$

ergibt.

4. Zur Prüfung von 6) oder 7) mögen einige Versuche über die Temperaturabhängigkeit der Gasadsorption an Kokosnußkohle herangezogen werden, die von A. Titoff[2]) und I. F. Homfray[3]) angestellt wurden. Die Forderung der Proportionalität zwischen adsorbierter Menge und Gasdruck (bei einer bestimmten Temperatur) ist in der Regel befriedigend erfüllt, wenn man nur

---

[1]) Der Einfluß des Gliedes $\frac{1+\mu-\nu}{n_0}$ ist auf alle Fälle sehr gering.

[2]) ZS. f. phys. Chem. 74, 641, 1910.

[3]) Ebenda 74, 129, 1910.

Tabelle 1. Stickstoff (I. F. Homfray).

I. $C = 2200$, $\log O\sigma = -0{,}896$ [Gl. 6)]; II. $C = 2300$, $\log O\sigma = -1{,}02$ [Gl. 6)];
III. $C = 2200$, $\log O\sigma = -0{,}805$ [Gl. 7)].

T	$A\left(\frac{\text{Millimol}}{\text{g Kohle}}\right)$	$c_\infty\left(\frac{\text{Millimol}}{\text{ccm}}\right)$	$\frac{A}{c_\infty}$		$\log\frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log\frac{A}{c_\infty}$ ber. I.	Δ	$\log\frac{A}{c_\infty}$ ber. II.	Δ	$\log\frac{A}{c_\infty}$ ber. III.	Δ
373	0,0351	0,014 9	2,36	2,46	0,391	0,412	− 0,021	0,380	+ 0,011	0,384	+ 0,007
	0,0877	0,034 1	2,57								
351,2	0,1025	0,029 4	3,49	3,36	0,526	0,526	± 0	0,513	+ 0,013	0,507	+ 0,019
	0,126	0,039 0	3,23								
320	0,1515	0,030 4	4,99	4,95	0,695	0,741	− 0,046	0,739	− 0,044	0,740	− 0,045
	0,1590	0,032 3	4,92								
306,5	0,134	0,018 6	7,20	7,09	0,851	0,861	− 0,010	0,854	− 0,003	0,855	− 0,004
	0,221	0,031 7	6,97								
282,3	0,0648	0,005 1	12,80	12,93	1,111	1,084	+ 0,027	1,088	+ 0,023	1,088	+ 0,023
	0,153	0,011 7	13,06								
273	0,0673	0,004 23	15,9	15,8	1,199	1,164	+ 0,035	1,190	+ 0,009	1,187	+ 0,012
	0,159	0,010 15	15,7								
244,5	0,175	0,004 92	35,6		1,551	1,527	+ 0,024	1,571	+ 0,020	1,549	+ 0,002
194,7	0,223	0,001 15	194		(2,288)	(2,409)	− 0,121	(2,491)	− 0,203	(2,440)	− 0,152

diejenigen Beobachtungen heranzieht, bei denen die adsorbierte Menge A unterhalb eines bestimmten Wertes (0,25 Millimol Gas pro 1 g Kohle) bleibt. Bei der numerischen Auswertung der Formeln wurde durchweg der Exponent $n = 4$ benutzt. Die Beobachtungen I. F. HOMFRAYS an Stickstoff wurden zunächst sowohl nach 6) (mit $b = 5{,}7$) als auch nach 7) berechnet.

Es zeigt sich, daß zwischen den beiden Berechnungsarten kein großer Unterschied besteht, immerhin scheint die eine Zerklüftung der Oberfläche berücksichtigende Formel 7) etwas überlegen zu sein, was ja in Anbetracht der wirklichen Beschaffenheit der Kohle nicht zu verwundern ist. Die übrigen Beobachtungen wurden daraufhin nur nach 7) berechnet.

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist in fast sämtlichen Fällen so befriedigend, daß man wohl im allgemeinen von einer Bestätigung der zugrunde liegenden Voraussetzungen sprechen darf. Bemerkenswert ist insbesondere, daß die obigen, auf gastheoretischen Erfahrungen beruhenden Überlegungen in der Tat zu der richtigen Größenordnung der

Tabelle 2. Stickstoff (A. TITOFF).
$C = 2100$, $\log O\sigma = -0{,}605$ [Gleichung 7)].

T	$\log \frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber.	Δ
424,5	0,248	0,259	— 0,011
353	0,607	0,610	— 0,003
303	0,987	0,973	+ 0,014
273	1,251	1,255	— 0,004
194	(2,130)	2,455	— 0,325

Tabelle 3. Argon (I. F. HOMFRAY).
$C = 2100$, $\log O\sigma = -0{,}767$.

T	$\log \frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber.	Δ
373	0,300	0,323	— 0,023
351	0,462	0,457	+ 0,005
321	0,667	0,656	+ 0,012
273	1,092	1,083	+ 0,009
194,7	(2,037)	2,278	— 0,241

Tabelle 4. Kohlenoxyd (I. F. HOMFRAY).
$C = 2400$, $\log O\sigma = -0{,}868$.

T	$\log \frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber.	Δ
373	0,503	0,516	— 0,013
351	0,661	0,665	— 0,004
320	0,915	0,913	+ 0,002
293	1,190	1,173	+ 0,017
273	1,403	1,402	+ 0,001
194,7	2,735	2,753	— 0,018

Tabelle 5. Methan (I. F. HOMFRAY).
$C = 2750$, $\log O\sigma = -0{,}792$.

T	$\log \frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber.	Δ
455	0,447	0,450	— 0,003
373	0,950	0,940	+ 0,010
351	1,117	1,117	± 0
319	1,405	1,412	+ 0,007
293	1,711	1,709	+ 0,002
273	(1,923)	1,978	— 0,055

Tabelle 6. Kohlensäure (I. F. HOMFRAY).
$C = 3300$, $\log O\sigma = -0{,}881$.

T	$\log \frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber.	Δ
455	0,809	0,806	+ 0,003
405	1,123	1,146	— 0,023
373	1,430	1,410	+ 0,020
351	1,626	1,626	± 0
319	(1,919)	1,994	— 0,075

Adsorptionskonstanten C führten. Somit gewinnt man den Eindruck, daß sich die Erscheinung der Adsorption vollständig normal in die übrige kinetische Theorie der Materie einreiht und, wenigstens bei ihren einfachsten Fällen, keinerlei Besonderheiten aufweist.

Immerhin zeigen die Tabellen bei sämtlichen Gasen (mit Ausnahme des CO) eine anscheinend systematische Abweichung bei

der tiefsten Temperatur; der Fehler liegt in der Richtung, daß die tatsächlich absorbierte Gasmenge geringer ist, als die berechnete. Da nun erfahrungsgemäß das Adsorptionsgleichgewicht sich gerade bei tiefen Temperaturen sehr langsam einstellt, wäre es denkbar, daß bei diesen Beobachtungen das Gleichgewicht noch nicht vollständig erreicht war. Eine andere Erklärungsmöglichkeit dieser Abweichung besteht darin, anzunehmen, daß C in manchen Fällen von der Temperatur nicht vollständig unabhängig sei, sondern mit sinkender Temperatur abnähme. So unwahrscheinlich diese Vermutung vom Standpunkt der kinetischen Theorie auch zunächst erscheinen mag, so ist doch zu beachten, daß genau die gleiche Erfahrung bei dem Attraktionspotential C' zweier gleichartiger Moleküle gemacht wurde; auch die Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung eines Gases kann häufig nur mit Hilfe eines mit der Temperatur abnehmenden C'-Wertes dargestellt werden.

Tabelle 7. Wasserstoff (A. TITOFF).
I. $C = 1400$, $\log O\sigma = -0{,}718$; II. $C = 860$, $\log O\sigma = -0{,}063$.

T	$\log \frac{A}{c_\infty}$ beob.	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber. I.	Δ	$\log \frac{A}{c_\infty}$ ber. II.	Δ
353	0,795 — 1	0,806 — 1	— 0,009	0,006	— 0,211
273	0,203	0,195	+ 0,008	0,203	± 0
194	0,613	0,957	— 0,343	0,614	— 0,001

Am größten sind die Abweichungen beim Wasserstoff. Rechnet man mit einem Werte für das Produkt $O\sigma$, der in der Nähe des für die anderen Gase gültigen liegt, so kann man mit $C = 1400$ nur die Beobachtungen bei 353° und 272° darstellen, während die tiefste Temperatur vollständig herausfällt (Tab. 7, Reihe 3). Wollte man diese Beobachtung mit den übrigen vereinigen, so müßte man mit einem verhältnismäßig unwahrscheinlichen Wert von $O\sigma$ rechnen (Tab. 7, Reihe 5). Es scheint daher auf alle Fälle wünschenswert, die Beobachtungen am Wasserstoff, besonders bei tiefen Temperaturen, einer Revision zu unterziehen. Da übrigens gerade beim Wasserstoff die Temperaturabhängigkeit von C' besonders auffallend ist, wäre es immerhin

denkbar, daß das gleiche bei der Adsorptionskonstanten C der Fall sei [1]).

Der Wert des Produktes $O\sigma$ liegt, wenn man mit Formel 7) und $n = 4$ rechnet, in der Regel etwa bei 0,15 (ccm). Da nun σ etwa gleich $3 . 10^{-8}$ beträgt, ist $O =$ etwa 500 qm; wegen der Unsicherheit von n, dem O proportional ist $\left(\frac{O\sigma}{n}\right.$ ist durch die Formeln und empirischen Daten festgelegt), beansprucht diese Zahl selbstverständlich nur die richtige Größenordnung anzugeben. Es ist vielleicht von Interesse, mit ihr die größte mögliche Oberfläche, die 1 g Kohlenstoff in zusammenhängender Schicht noch zu besitzen vermag, d. h. die Oberfläche eines Gramms Kohlenstoff in einer Schicht von molekularer Dicke zu vergleichen. Da 1 g amorphe Kohle etwa 0,5 ccm einnimmt, würde die Ausbreitung in dieser Menge auf eine Schicht von molekularer Dicke eine Oberfläche von etwa

$$2 \times \frac{0{,}5}{3 . 10^{-8}} \text{qcm} = 3330 \text{qm}$$

ergeben, also nur etwa sechsmal größer sein, als die oben ermittelte Größe. Aus den Adsorptionsversuchen scheint daher hervorzugehen, daß die Struktur der Kohle, die zu den Adsorptionsversuchen benutzt zu werden pflegt, ganz außerordentlich fein sein muß.

5. Das Adsorptionspotential des Stickstoffs $-K_\sigma = CR$ beträgt 4600 cal (pro Mol), wenn man mit Gl. 6) (Tabelle 1, Reihe 8) rechnet, d. h. falls sämtliche Stickstoffatome sich unmittelbar an die Oberfläche der Kohle anlegen würden, müßte die Adsorptionswärme 4600 cal betragen.

Die genauere Berechnung der Adsorptionswärme, unter Berücksichtigung der Dichteverteilung in der adsorbierten Schicht, führt (wenn man eine glatte Oberfläche voraussetzt) zu folgendem Ergebnis [2]). Die Adsorptionswärme W beträgt:

---

[1]) Setzt man $\log Os = -0{,}800$, so findet man für C der Reihe nach 1480 (353°), 1470 (273°), 1270 (194°). Es zeigt sich also, daß die Temperaturabhängigkeit von C nicht sehr beträchtlich zu sein braucht, jedenfalls nicht größer, als sie bei C' gefunden wird.

[2]) Die Berücksichtigung einer Zerklüftung ändert das Ergebnis nicht merklich.

$$W = \frac{\int\limits_{\sigma}^{\infty} K_x c_x \, dx}{\int\limits_{\sigma}^{\infty} c_x \, dx}$$

oder, unter Berücksichtigung der früheren Formeln und Vereinfachungen:

$$W = RT \frac{\dfrac{e^{\frac{C}{T}}}{\mu}}{\dfrac{e^{\frac{C}{T}}}{\mu \dfrac{C}{T} - b}} = RT \left(\frac{C}{T} - \frac{b}{\mu} \right).$$

Setzt man $b = 5{,}7$, $\mu = 4$ und speziell für Stickstoff nach Tab. 1 $C = 2300$, $T = 273$, so berechnet sich: $W \doteq 4330$ cal. TITOFF ermittelte durch direkte Messungen 4550 cal und durch eine thermodynamische Berechnung auf Grund des zweiten Hauptsatzes (nach FREUNDLICH) 3880 cal.

Für Kohlensäure hat man, wenn man nach 7), anstatt nach 6), wie in Tab. 6 rechnet, $C = 3400$ zu setzen und findet dann $W = 5970$ cal bei 273°. Direkt beobachtet wurden 6500 cal (die gleiche Zahl lieferte die thermodynamische Berechnung). Das Auftreten einer Abweichung von etwa 9 Proz. ist nicht verwunderlich, wenn man bedenkt, daß Kohlensäure bei 273° nicht mehr als ideales Gas, sondern als Dampf zu betrachten ist, daß man sich also eigentlich nicht mehr in dem Gültigkeitsgebiet der benutzten Formeln befindet.

Auffallend ist der geringe Unterschied zwischen K_σ und der wirklichen, unter Berücksichtigung der Dichteverteilung berechneten Adsorptionswärme. Es zeigt sich also, daß die Mehrzahl der adsorbierten Gasmoleküle die Kohlenstoffmoleküle fast unmittelbar berühren.

6. Die Kompressibilität eines realen Gases ist bei wachsendem Druck bekanntlich zunächst größer, später kleiner als die eines idealen Gases und wird bei sehr hohen Drucken stets außerordentlich gering. Befindet man sich in einem Gebiet ziemlich weit oberhalb der kritischen Temperatur, so tritt die von der Molekularattraktion herrührende Zunahme der Kompressibilität

in den Hintergrund, bei hinreichend hohen Temperaturen beobachtet man sogar von Anfang an eine Abnahme der Kompressibilität bei wachsendem Druck. Faßt man in erster Linie diesen Grenzfall ins Auge, so läßt sich folgendes Verhalten eines realen Gases bei der Adsorption voraussagen: Zunächst ist entsprechend der Gültigkeit des idealen Gasgesetzes die adsorbierte Menge dem Gasdruck proportional; in dem Maße aber, wie bei wachsendem Druck die Kompressibilität abnimmt, sinkt auch die Aufnahmefähigkeit der adsorbierenden Oberfläche; ist der Gasdruck in der Schicht so beträchtlich, daß die Kompressibilität verschwindend klein wird, so kann auch bei einer weiteren Drucksteigerung im Gasraum von der Oberfläche keine merkliche Gasmenge mehr aufgenommen werden, d. h. die Oberfläche ist gesättigt. Die Adsorptionsisochore (adsorbierte Menge als Funktion des Gasdruckes) verläuft daher zunächst proportional dem Gasdruck, biegt dann allmählich um und wird schließlich der p-Achse parallel. Die rechnerische Behandlung der Adsorption eines realen Gases ist verhältnismäßig umständlich und möge daher nur kurz angedeutet werden. Setzt man (unter Vernachlässigung der Molekularattraktion):

$$pv = B + \alpha p$$

oder

$$p = \frac{Bc}{1 - \alpha c},$$

so ergibt sich:

$$\frac{dp}{dc} = \frac{B}{(1 - \alpha c)^2};$$

führt man diesen Ausdruck in 2) ein, so erhält man:

$$\frac{B - dc}{(1 - \alpha c)^2 c} = -K' dx$$

und durch Integration

$$\ln \frac{c}{1 - \alpha c} - \frac{1}{1 - \alpha c} = \frac{K}{B} + \text{Const.} \tag{8}$$

Für sehr kleine Werte von c geht dieser Ausdruck offenbar in die für ideale Gase gültige Beziehung über, für hinreichend große Werte von c kann man indessen das logarithmische Glied beiseite lassen und erhält:

$$\frac{1}{1-\alpha c_x} = -\frac{K_x}{B} + \frac{1}{1-\alpha c_\infty}$$

oder

$$c_x = \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha\left(\frac{1}{1-\alpha c_\infty} - \frac{K_x}{B}\right)}. \qquad 9)$$

Durch Integration dieses Ausdruckes zwischen den Grenzen σ und ∞ wäre die gesamte adsorbierte Menge zu berechnen; man erkennt indessen bereits jetzt, daß für große Werte von c_∞ die adsorbierte Substanzmenge in der Tat annähernd konstant wird.

Bei einer glatten Oberfläche wird nun ein wirklich konstanter Grenzwert nie vollkommen erreicht werden können, da in den von der Oberfläche entfernteren Schichten die Kompressibilität selbst bei hohen Drucken im Gasraum noch endlich bleiben wird, woraus immer noch eine gewisse Aufnahmefähigkeit der Oberfläche resultiert [dieselbe kommt durch das in 9) vernachlässigte logarithmische Glied $\ln \frac{c}{1-\alpha c}$ zum Ausdruck].

Bei einer zerklüfteten Oberfläche haben wir indessen mit einer starken Abnahme der Größe der Niveauflächen, bei wachsender Entfernung, zu rechnen, daher wird sich in einigem Abstande von der Oberfläche nur eine verhältnismäßig geringe Substanzmenge aufspeichern können, so daß man die Vorgänge in diesem Gebiet vernachlässigen kann. Hier wird es also möglich sein, eine praktisch völlige Sättigung zu erreichen.

7. Während ein reales (ebenso wie ein ideales) Gas bei der Adsorption an einer glatten Oberfläche wenigstens prinzipiell das gleiche Verhalten zeigt, wie an einer zerklüfteten Oberfläche, ist die Adsorption eines Dampfes in hohem Maße von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig [1]).

Durch die Adsorptionskraft tritt offenbar in der Nähe der (zunächst als eben vorausgesetzten) Oberfläche eine Verdichtung des Dampfes ein; erreicht dieselbe in unmittelbarer Nähe der

[1]) Die Adsorption eines Dampfes an einer glatten Oberfläche wurde kürzlich bereits von J. R. Katz (Proc. Amsterdam 14, 445, 1912) behandelt. Der Untersuchung liegt im Prinzip die gleiche Vorstellung zugrunde, wie der vorliegenden Abhandlung. Der Verfasser berücksichtigt indessen nicht den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf die Adsorption und wird daher zu einigen Schlüssen (über die Gestalt des molekularen Attraktionsgesetzes) geführt, die offenbar nicht zutreffend sind.

Oberfläche den Dampfdruck p_0, so findet eine Verflüssigung statt. Erhöht man den Außendruck p_∞, so wird der Druck p_0 bereits in einer Entfernung x_0 von der Oberfläche erreicht; es bildet sich somit eine Flüssigkeitsschicht von der Dicke x. Für die adsorbierte Substanzmenge ergibt sich daher, wenn man nur diese Flüssigkeitsschicht ins Auge faßt, deren (als unveränderlich anzusehende) Dichte mit δ bezeichnet sei, und wenn man die adsorbierte Dampfmenge vernachlässigt:

$$A = O x_0 \delta.$$

Nun ist nach 2)

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{RT} K' dx$$

oder

$$\ln p = -\frac{K}{RT} + \ln p_\infty;$$

da

$$K = -\frac{a}{x^\mu},$$

folgt:

$$x_0 = \sqrt[\mu]{\frac{RT}{a \ln \frac{p_0}{p_\infty}}}.$$

Verfolgt man den aus dieser Gleichung resultierenden Verlauf von A (als Funktion von p_∞), so findet man eine im wesentlichen gegen die p-Achse konvex gekrümmte Kurve; kommt nämlich p_∞ in die Nähe von p_0, so wird der Nenner des obigen Ausdruckes für x_0 verschwindend klein, d. h. x_0 und daher auch A werden beliebig groß. An einer glatten Oberfläche kann somit bei der Adsorption eines Dampfes im allgemeinen keine Sättigung erreicht werden[1]). Ein derartiges Verhalten ist einleuchtend, wenn man bedenkt, daß bei einem äußeren Druck, der nur sehr wenig vom Sättigungsdruck entfernt ist, bereits die geringste Kompression (durch die Adsorptionskräfte) genügt, um eine Kondensation herbeizuführen. Daher kann auch in einiger

[1]) Durch eine passende Wahl der Entfernungsfunktion des Adsorptionspotentials läßt sich allerdings vorübergehend eine gegen die p-Achse konkave Krümmung der Adsorptionsisochore erzielen; nimmt das Adsorptionspotential sehr stark mit wachsender Entfernung ab, so kann die konkave Krümmung sich sogar bis zu relativ kleinen Werten von $p_0 - p_x$ erstrecken (vgl. J. R. Katz, l. c.)

Entfernung von der Oberfläche Verflüssigung eintreten, obgleich die Attraktionskraft hier bereits sehr klein ist. Wird gar $p_\infty \geqq p_0$, so kondensiert sich die gesamte Gasphase, d. h. A wird unendlich groß.

Setzt man nun, um eine Zerklüftung der Oberfläche zu berücksichtigen, wie oben $O_x = O' \frac{1}{x^\nu}$, so erhält man:

$$A = O'\delta \int_\sigma^{x_0} \frac{dx}{x^\nu} = \frac{O'\delta}{\nu - 1} \left(\frac{1}{\sigma^{\nu-1}} - \frac{1}{x_0^{\nu-1}} \right)$$

$$= \frac{O'\delta}{\nu - 1} \left\{ \frac{1}{\sigma^{\nu-1}} - \left(\frac{a \ln \frac{p_0}{p_\infty}}{RT} \right)^{\frac{\nu-1}{\mu}} \right\}.$$

Bei einer Annäherung von $\frac{p_0}{p_\infty}$ an den Wert 1 kann also eine Sättigung erreicht werden. Auch dieses Ergebnis läßt sich leicht anschaulich machen: Wenn die Risse und Poren eines adsorbierenden Körpers vollständig mit Flüssigkeit gefüllt sind, ist keine weitere Adsorption möglich; die Größe der übrigbleibenden Oberfläche ist viel zu gering, um noch eine merkliche Wirkung zu erzielen.

Bei einer weiteren quantitativen Verfolgung der Adsorption eines Dampfes an einer zerklüfteten Oberfläche, die wegen unserer ungenauen Kenntnis der Veränderlichkeit der Niveauflächen mit der Entfernung wenigstens vorläufig nicht lohnend erscheint, wäre noch ein weiterer Punkt zu beachten: Der Druck, bei dem die Kondensation eintritt, ist in Wirklichkeit keine Konstante, sondern hängt von der Weite der kapillaren Poren ab (Lord Kelvin). Ist der feste Körper stark zerklüftet, so wird bereits bei einem Druck p_0', der erheblich unter dem Dampfdruck p_0 liegen kann, die Verflüssigung einsetzen. Es füllen sich auf diese Weise zunächst die engsten Poren; infolgedessen wächst p_0' und die Verflüssigung kann nur dann fortschreiten, wenn nunmehr p_∞ gesteigert wird. Man wird vielleicht, um diesen Punkt zu berücksichtigen, am einfachsten p_0' als eine Funktion von x einführen, derart, daß für $x_0 = \infty$ $p_0' = p_0$ wird.

Zusammenfassung.

1. Aus der Annahme, daß die Gasadsorption an einem festen Körper die Bildung einer durch physikalische Attraktionskräfte komprimierten Gasschicht darstellt, werden Formeln für die Adsorption eines idealen Gases abgeleitet.

2. Es ergibt sich in Übereinstimmung mit der Erfahrung, daß bei geringen Drucken die adsorbierte Menge dem Gasdruck proportional ist.

3. Die tatsächlich beobachtete Temperaturabhängigkeit der Adsorption wird durch die Theorie im allgemeinen richtig wiedergegeben.

4. Das in den Formeln auftretende Adsorptionspotential läßt sich mit dem gastheoretisch ermittelbaren Attraktionspotential zweier Moleküle in Beziehung setzen und liefert außerdem die richtige Größe der Adsorptionswärme.

5. Bei einem realen Gase tritt infolge der Abnahme der Kompressibilität bei großer Dichte eine Sättigung der Oberfläche bei hohen äußeren Drucken ein.

6. Bei der Adsorption eines Dampfes ist im allgemeinen eine Sättigung nur an einer stark zerklüfteten Oberfläche, nicht an einer glatten Oberfläche, zu erreichen.



Über den Brechungsexponenten von Gasmischungen (Nachtrag);

von S. Valentiner.

(Eingegangen am 29. März 1914.)

Bei den Bestimmungen des Brechungsexponenten von Gasmischungen [1]) hatte sich ergeben, daß die Mischungsregel zur Berechnung des Brechungsexponenten von Mischungen nicht immer anwendbar ist, wenn große Genauigkeit gefordert wird. Im Fall der Kohlensäure-Wasserstoff-Mischungen hatten Herr ZIMMER und ich auf eine Abweichung der wahren Brechungsexponenten von den nach der Mischungsregel berechneten geschlossen; im Fall der Helium-Neon-Wasserstoff-Mischungen lag ein Grund zu einem solchen Schluß nicht vor. Wenn die mittlere Abweichung zwischen Beobachtung und dem erwarteten Resultate, wie bei den genannten Messungen, klein ist, etwa gar noch innerhalb der möglichen Fehlergrenze der Beobachtungen liegt, so ist eine Entscheidung darüber, ob dieselbe zufälliger oder systematischer Natur ist, ob also eine Änderung der Theorie zu fordern ist, nicht mit Sicherheit durch den bloßen Anblick der Beobachtungsresultate zu treffen, und es ist von Wert, für den durch die geringe Abweichung hervorgerufenen Verdacht auf einen systematischen Fehler ein objektives Maß angeben zu können. F. RICHARZ und E. NEUMANN [2]) haben nun vor einiger Zeit eine Theorie des Verdachts auf systematische Fehler aufgestellt und dabei mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen ein Maß des Verdachts abgeleitet. Herr F. RICHARZ hatte die Liebenswürdigkeit, die Anwendung dieser Theorie auch auf unsere Messungen über die Brechungsexponenten von Gasmischungen anzuregen und ich möchte über das Resultat meiner diesbezüglichen Rechnungen hier kurz berichten, das übrigens durchaus das früher angegebene, auf bloßer Anschauung beruhende bestätigt.

---

[1]) S. VALENTINER und O. ZIMMER. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1301, 1913.

[2]) F. RICHARZ und E. NEUMANN, Marb. Universitätsprogramm 1909. Marburg, Elwerts Verlag. — SEELIS, ZS. f. phys. Chem. **86**, 682 (spez. 718), 1914. — Vgl. auch F. R. HELMERT, Berl. Ber. 1905, 594.

*

Da, wie ich glaube, die Theorie nur wenig bekannt ist und in vielen Fällen von Nutzen sein wird, so möchte ich wenigstens die daraus hervorgehende Rechnungsregel zur Feststellung des Maßes des Verdachts auf systematische Fehler hier mitteilen. Als Maß des Verdachts wird der Wert W des GAUSS schen Fehlerintegrals gewählt:

$$W = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx.$$

W ist eine Funktion der Grenze x und kann aus Tabellen entnommen werden [1]). Die Grenze wird bestimmt durch das darin enthaltene „Argument“ $A = x\sqrt{2}$ und dieses Argument ist eine Funktion der beobachteten Abweichungen, die je nach dem Kriterium, welches zur Entscheidung gewählt wird, ob ein Verdacht vorliegt oder nicht, verschieden ist und von F. RICHARZ und E. NEUMANN l. c. für fünf verschiedene Kriterien abgeleitet wurde. In der folgenden Tabelle ist die Funktion $\frac{A}{\sqrt{2}} = x$ neben dem Kriterium angegeben. Als erstes ist darin angeführt das aus der Größe der Fehlersumme folgende; der Verdacht auf systematische Fehler wird um so geringer sein, je kleiner der absolute Betrag der Fehlersumme ist. Das zweite Verdachtsmaß wird aus dem absoluten Betrage der Differenz der Quadratsummen der positiven und der Quadratsummen der negativen Fehler abgeleitet (Kriterium 2); das dritte Verdachtsmaß aus dem ABBEschen Kriterium (3), nämlich dem absoluten Betrage der Größe $Q - \frac{q}{2}$, wenn Q die Summe der Fehlerquadrate und q die Summe der Quadrate der Differenz zwischen zwei Fehlern von aufeinanderfolgenden Beobachtungen bedeutet, die in einer Reihe nach der Größe der unabhängigen, den systematischen Fehler voraussichtlich bedingenden Variabeln geordnet sind. Das vierte Kriterium für einen geringen Verdacht fordert, daß das positive und negative Vorzeichen in gleicher Anzahl vorkommen soll, wenn eine gerade

[1]) Die Darstellung weicht ein wenig von der RICHARZ-NEUMANN schen ab, hat aber den Vorteil, daß die jetzt mehrfach vorhandenen Tabellen des GAUSS schen Fehlerintegrals unmittelbar angewendet werden können. Sie finden sich z. B. in E. JAHNKE und F. EMDE, Funktionentafeln. Leipzig, B. G. Teubner, 1909, S. 31 ff.

Anzahl von Beobachtungen vorliegt, oder daß die Differenz der positiven und negativen Vorzeichen gleich 1 sein soll im Fall der ungeraden Anzahl. Das fünfte endlich fordert die gleiche Anzahl (bzw. die nur um 1 verschiedene Anzahl) von Zeichenwechseln und Zeichenfolgen der Fehler der in der angegebenen Reihenfolge aufgeführten Beobachtungen.

	Kriterium	x = Argument $\frac{1}{\sqrt{2}}$
1	Fehlersumme: $S_1 = \left\| \sum_1^n \varepsilon_i \right\|$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{S_1}{\sqrt{S_2}}$, $S_2 = \sum_1^n \varepsilon_i^2$
2	Diff. der Quadratsummen: $E = \left\| \sum \varepsilon_+^2 - \sum \varepsilon_-^2 \right\|$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{E}{\sqrt{S_4}}$, $S_4 = \sum_1^n \varepsilon_i^4$
3	ABBES Funktion: $B = \left\| Q - \frac{q}{2} \right\|$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{B\sqrt{n}}{S_2}$
4	Vorzeichensumme: s	$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\|s\|-1}{\sqrt{n}}$ für $\|s\| \geqq 1$ 0 „ $s = 0$
5	Diff. der Vorzeichenfolgen und Vorzeichenwechsel: α	$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\|\alpha\|-1}{\sqrt{n-1}}$ für $\|\alpha\| \geqq 1$ 0 „ $\alpha = 0$

Wenden wir diese Kriterien auf unsere Beobachtungen des Brechungsexponenten von Kohlensäure-Wasserstoff-Mischungen an, so finden wir als Argumentwerte der Reihe nach

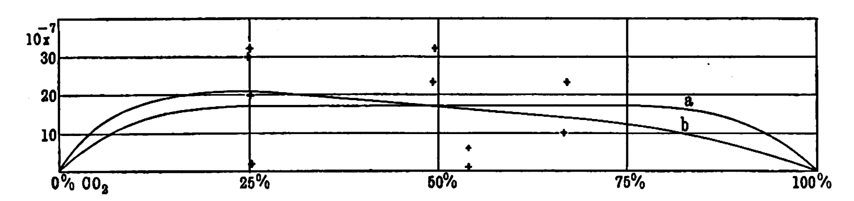
2,66, 2,38, 2,49, 2,85, 2,66,

daher für W: 0.99 im Mittel, eine sehr hohe Zahl[1]). Es ist also, wie schon l. c. S. 1315 geschlossen war, der Verdacht einer systematischen Abweichung des Brechungsexponenten von dem nach der Mischungsregel berechneten sehr bedeutend. In der Figur habe ich die Abweichungen, die sich bei den einzelnen Versuchen ergaben, als Ordinaten in ihrer Abhängigkeit von der Konzentration eingezeichnet, die als Abszisse aufgetragen wurde. Legen wir die symmetrische Kurve a durch dieselben, subtrahieren die daraus sich ergebenden Werte von den nach der Mischungsregel berechneten und bestimmen nun die Argumente der fünf Kriterien, so finden wir die kleinen Zahlen

0,244, 0,095, 0,885, 0,316, 0,

[1]) W kann nur zwischen 0 und 1 liegen.

die für W im Mittel ergeben 0,23, eine sehr kleine Größe, woraus wir schließen, daß diese Art der Berechnung annähernd richtige Brechungsexponenten liefert. Bei Benutzung der nicht symmetrischen Kurve b findet man für das mittlere W den Wert: 0,13.



Die Anwendung der Theorie auf die Versuche an den Mischungen von Helium-Neon-Wasserstoff führt zu den Argumenten 0, 0,095, 1,1, 0, 0, aus denen im Mittel $W = 0,16$ folgt, wiederum in Übereinstimmung mit dem aus der unmittelbaren Anschauung gewonnenen Schlusse, daß in diesem Falle von der Mischungsregel zur Berechnung Gebrauch gemacht werden darf.

Clausthal, März 1914. Phys. Inst. d. Kgl. Bergakademie.

Zur Magnetonentheorie.
Bemerkung zu einer Kritik des Herrn Heydweiller;
von R. Gans.

(Eingegangen am 2. April 1914.)

Herr HEYDWEILLER[1]) bemerkt gelegentlich der Veröffentlichung von interessanten Versuchen eines seiner Schüler über die Abhängigkeit des Atommagnetismus von der Konzentration:

„Herrn GANS' Versuch, die WEISSsche Ableitung durch den Hinweis auf die konstanten Differenzen der Magnetisierungszahlen zu retten[2]) leuchtete mir von vornherein nicht ein, weil diese Differenzenkonstanz sich nur an einem ausgewählten Beobachtungsmaterial ergab, und ist angesichts der oben erwähnten Befunde, die mir zum Teil schon bekannt waren, ganz hinfällig geworden."

Da die Bemerkung in dieser Form mißverständlich sein könnte, sei es mir gestattet, kurz auf den fraglichen Punkt einzugehen.

Herr HEYDWEILLER[3]) hatte geglaubt, zeigen zu können, daß unter der Annahme einer etwas falsch bestimmten Magnetisierungszahl des Wassers die Ganzzahligkeit der Magnetonenzahlen paramagnetischer Salze in Lösungen verschwindet und anstatt dessen Werte auftreten, die ganz nach den Gesetzen des Zufalls zwischen den ganzen Zahlen liegen.

Gegen diese Beweisführung wandte ich mich. Nicht die WEISSsche Ableitung „retten" wollte ich, sondern zeigen, daß, wenn man die Methode der HEYDWEILLERschen Kritik, d. h. die Prinzipien der Wahrscheinlichkeitsrechnung, richtig anwendet, sich das Gegenteil der HEYDWEILLERschen Schlußfolgerungen ergibt: eine Gesetzmäßigkeit in der Verteilung der beobachteten Magnetonenzahlen und nicht eine Zufälligkeit, wie HEYDWEILLER meinte.

Ein Mißliches hatte die Methode allerdings, sie wandte die Wahrscheinlichkeitsrechnung auf das „ausgewählte Beobachtungsmaterial" von nur 17 Meßresultaten an, doch war ich zu dieser

---

[1]) A. HEYDWEILLER, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1120, 1913.
[2]) R. GANS, ebenda **14**, 367, 1912.
[3]) A. HEYDWEILLER, ebenda **13**, 1063, 1911.

Beschränkung gezwungen, da ich in meiner sich auf die mathematische Methode beziehenden Antikritik natürlich dieselben Zahlen benutzen mußte, wie HEYDWEILLER in seiner Kritik dies tat, und wie WEIß es in seiner fraglichen Arbeit getan hatte.

Das alles ist natürlich gänzlich unabhängig von den wertvollen neuerdings publizierten Befunden der Herren CABRERA und MOLES und der Schüler des Herrn HEYDWEILLER, durch die allerdings der damalige Stand der Frage heute überholt ist.

Ich glaube auch, daß ich mich kaum vorsichtiger hätte ausdrücken können, indem ich die Möglichkeit zuließ, daß „ein unglückliches Spiel des Zufalls eine Gesetzmäßigkeit vorgetäuscht hat, wo keine vorhanden ist".

Wollte demnach Herr HEYDWEILLER überhaupt noch einmal auf meine Einwände eingehen, so hätte er den Stand der Frage wohl richtiger charakterisiert, wenn er gesagt hätte:

„Die GANSsche Kritik meiner Beweisführung war berechtigt, allerdings sind die WEIßschen Schlußfolgerungen aus den Messungen von PASCAL und LIEBKNECHT und WILLS infolge der neuerdings veröffentlichten Beobachtungen über die Abhängigkeit der Magnetisierungszahlen von der Konzentration einer Revision zu unterziehen."

La Plata, 9. März 1914. Instituto de Física.



Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 30. April 1914. Nr. 8.

Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit von Mangan und Chrom in massivem und pulverförmigem Zustande;

von W. Lepke.

(Auszug aus der Inauguraldissertation Marburg 1913.)
(Eingegangen am 4. April 1914.)

I. Einleitung.

Die vorliegenden Untersuchungen schließen sich an die im hiesigen Institut ausgeführten Messungen von W. GEBHARDT [1]) und vor allem an die von K. IHDE [2]) an. Die IHDEschen Messungen hatten für Mangan und Chrom Ferromagnetismus in bezug auf die Abhängigkeit des Suszeptibilitätswertes von der Feldstärke ergeben; der Bereich der Feldstärke erstreckte sich von 1000 bis 5500 Gauß. Diese Substanzen zeigten in Pulverform zunächst ein Ansteigen der Suszeptibilitätswerte bis zu einem Maximum bei etwa 2000 Gauß und dann einen allmählichen Abfall, während sich für die massiven Substanzen nur ein Abfall der Suszeptibilitätswerte konstatieren ließ, so daß vermutlich das Maximum bei Feldstärkenwerten von weniger als oder höchstens 1000 Gauß liegen mußte. Das zweite Resultat der IHDEschen Untersuchungen

[1]) W. GEBHARDT, Inaug.-Diss. Marburg 1909.
[2]) K. IHDE, Inaug.-Diss. Marburg 1912. Ann. d. Phys. (4) 41, 829—853, 1913.

war die Feststellung, daß die Pulver dieser Substanzen gegenüber den massiven Substanzen einen bedeutend erhöhten Wert der Suszeptibilität zeigten. Die Erklärung IHDEs für diese Erscheinung war folgende: Mit der Zerkleinerung der Masseneinheit einer massiven schwach magnetisierbaren Substanz geht Hand in Hand eine Vergrößerung der Oberfläche; da nun sicherlich an der Oberfläche liegende Elementarmagnete leichter dem Einfluß des magnetischen Feldes Folge leisten können, als im Inneren liegende, so muß bei derselben Feldstärke die Intensität der Magnetisierung und damit die Suszeptibilität bei Pulvern größer sein als bei massiver Substanz desselben Materials. Die Richtigkeit dieser Annahme kann durch die Erscheinungen in hohen Feldern geprüft werden. Je höher nämlich die auf die Probe wirkenden Felder sind, um so stärker muß auch das Innere magnetisiert werden und um so geringer muß der Einfluß der an der Oberfläche liegenden Elementarmagnete gegenüber dem Einfluß der im Inneren liegenden Elementarmagnete auf den Wert der Suszeptibilität werden; es muß also bei genügend hohen Feldern eine steigende Annäherung der auf die Masseneinheit bezogenen Suszeptibilitätswerte von massiver und pulverförmiger Substanz eintreten. Das dritte Resultat der IHDEschen Messungen war die Feststellung, daß der Suszeptibilitätswert des massiven Mangans sich änderte, wenn man die Probe von 600° auf Zimmertemperatur abschreckte, und daß eine nochmalige Änderung eintrat, wenn man diese abgeschreckte Probe 150 Stunden bei 140° alterte. RICHARZ erklärte diese Veränderung durch die auch sonst von ihm gemachte Annahme von Komplexbildungen (Polymerisation), also durch dieselbe Ursache, durch welche auch allotrope Modifikationen erklärt werden [1]). Es war hiermit also durch IHDE bereits 1912 für Mangan das Vorkommen allotroper Modifikationen gezeigt, was E. COHEN dann für Zinn, Wismut, Cadmium und Zink [2]) und neuerdings für Kupfer [3]) ebenfalls nachgewiesen

---

[1]) Vgl. F. RICHARZ, Die Theorie des Gesetzes von DULONG und PETIT, II, ZS. f. anorg. Chem. **58**, 147, 1908; ferner Sitzber. d. Marb. Ges. Nr. 6, S. 61, 1904.

[2]) ERNST COHEN und A. L. TH. MOESVELD, ZS. f. phys. Chem. **83**, 419 u. **85**, 419—431, 1913. ERNST COHEN und W. D. HELDERMANN, Proc. Amsterdam **16**, 485—489, 1913.

[3]) Proc. Amsterdam **16**, 628—634, 1914.

hat. Die Abhängigkeit des Schmelzpunktes von der thermischen Vorbehandlung hatte schon E. DIPPEL[1]) für Zinn- und Wismutlegierungen gefunden.

Es sind noch zwei Aufgaben zu erledigen, die sich aus den IHDEschen Messungen ergeben:

1. Feststellung des Maximums der Suszeptibilitätswerte von massivem Mangan und Chrom.

2. Experimentelle Prüfung des IHDEschen Erklärungsversuches für die Differenz der Suszeptibilitätswerte massiven und pulverförmigen Mangans und Chroms durch Feststellung dieser Werte bei möglichst hohen Feldern.

Zur Untersuchung gelangten einerseits außerordentlich grobkörniges, andererseits im Achatmörser sehr fein pulverisiertes Mangan und Chrom, bezogen von MERCK, mit etwa 1 Proz. Eisen.

II. Methode der Untersuchung.

Die Untersuchungen wurden ausgeführt nach der Methode, die WEISS[2]) 1911 als eine Verbesserung der bekannten CURIEschen Anordnung[3]) angibt. Diese Methode benutzt die Kraftwirkung eines ungleichförmigen magnetischen Feldes, ausgeübt auf eine Masse, die man in einen Punkt der Schnittlinie der vertikalen Symmetrieebene des Magneten und der horizontalen Ebene der Magnetachsen bringt. Wenn man annimmt, daß wegen der äußerst schwachen Magnetisierbarkeit die entmagnetisierende Kraft der Probe vernachlässigt werden könne, so wird bekanntlich die Formel[4]) für diese ponderomotorische Kraft F:

$$F = \left[\varkappa_m \cdot \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} + \frac{1}{2} \mathfrak{H}^2 \frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}} \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}\right] \cdot m, \qquad 1)$$

wenn $\mathfrak{H}$ die Feldstärke am Orte der Probe, $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ das Feldgefälle und $\varkappa_m$ die auf die Masseneinheit bezogene Suszeptibilität bedeutet. Für

---

1) E. DIPPEL, Inaug.-Diss. Marburg 1910; Ann. d. Phys. (4) 42, 889—902, 1913.

2) P. WEISS, Journ. de phys. (5) 1, 274—287, 1911.

3) P. CURIE, Ann. chim. phys. (7) 5, 289, 1905; ferner CURIE, Oeuvres 1908, S. 232 ff.

4) Auf S. 12—13 meiner Dissertation findet sich eine ausführliche Ableitung dieser Formel; vgl. auch DRUDE, Physik des Äthers, S. 194 ff., 1912.

paramagnetische Körper ist nun $\frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}} = 0$, also wird in diesem Falle

$$F = m \,.\, \varkappa_m \,.\, \mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}. \tag{2}$$

Für schwach ferromagnetische Körper ist aber zur Berechnung von $\frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}}$ folgende Rechnung durchzuführen[1]). Wir setzen $\varkappa$ als ganze rationale Funktion von $\mathfrak{H}$ an, wobei wir, unter Beschränkung auf kleine Feldbereiche, nur Glieder bis zur zweiten Ordnung zu berücksichtigen brauchen:

$$\varkappa = a_0 + a_1 \,.\, \mathfrak{H} + a_2 \mathfrak{H}^2, \tag{3}$$

also

$$\frac{\partial \varkappa}{\partial \mathfrak{H}} = a_1 + 2\, a_2\, \mathfrak{H}. \tag{4}$$

Die Einführung der Werte 3) und 4) in 1) ergibt

$$a_0 + \frac{3}{2}\, a_1 \,.\, \mathfrak{H} + 2\, a_2\, \mathfrak{H}^2 = \frac{F}{m \,.\, \mathfrak{H} \,.\, \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}}. \tag{5}$$

Sind uns durch Beobachtungen F, $\mathfrak{H}$ und $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ bekannt, so kann aus drei solchen voneinander unabhängigen Beobachtungen ein Gleichungssystem aufgestellt werden, das a_0, a_1, a_2 und damit nach 4) $\frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}}$ zu berechnen erlaubt.

Bei der Anordnung von P. Weiss ist nun nur die Messung von F und $\mathfrak{H}$, nicht aber die schwierigere Messung von $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ nötig. Die Kraft F — es ist dies ebenfalls eine von Weiss eingeführte sehr vorteilhafte Neuerung — wird gemessen, indem sie kompensiert wird durch die elektrodynamische Anziehung oder Abstoßung zweier koaxialer, halb ineinander steckender Spulen, die sich frei ineinander verschieben können. Die äußere Spule ist fest, während die innere auf einem horizontal aufgehängten Stabe aufsitzt, der die Substanz in das Feld bringt. Sind in den beiden Spulen die Ströme so reguliert, daß F gerade kompensiert ist, so wird

$$F = B_0 \,.\, J \,.\, i, \tag{6}$$

[1]) In ähnlicher Weise schon ausgeführt von Ihde, l. c., S. 14 bzw. 833.

worin J den Strom in der festen, i den Strom in der beweglichen und B_0 einen empirisch zu bestimmenden Faktor darstellt. Für paramagnetische Körper wird nun nach 2) und 6)

$$m \cdot \varkappa_m = B \cdot J \cdot i, \tag{7}$$

wo

$$B = \frac{B_0}{\mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}} \tag{8}$$

eine vom Magnetisierungsstrom abhängige Konstante ist. Ist diese einmal bestimmt, so läßt sich für denselben Magnetisierungsstrom die Suszeptibilität jeder anderen paramagnetischen Probe ohne weiteres durch eine Messung bestimmen. Für schwach ferromagnetische Substanzen erhalten wir nach 1) und 6) und bei einigen Umformungen

$$\varkappa_m = \frac{B \cdot J \cdot i}{m} - \frac{1}{2} \mathfrak{H} \frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}} \tag{9}$$

und die Gleichung 5) wird

$$a_0 + \frac{3}{2} a_1 \cdot \mathfrak{H} + 2 a_2 \cdot \mathfrak{H}^2 = \frac{B \cdot J \cdot i}{m}. \tag{10}$$

Haben wir demnach B mit einer paramagnetischen Eichsubstanz bestimmt für drei bekannte, nahe beieinander liegende Feldstärken, so läßt sich, wie in Anknüpfung an 5) gesagt, aus den drei entsprechenden Gleichungen von der Form 10) a_0, a_1, a_2 berechnen und dann aus 4) $\frac{\partial \varkappa_m}{\partial \mathfrak{H}}$ und dann nach 9) auch $\varkappa_m$ selbst. So läßt sich die Weisssche Methode, die auf der Vermeidung der Messung von $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ beruht, in der Weise umgestalten, daß man sie auch bei der Bestimmung der Suszeptibilität schwach ferromagnetischer Substanzen verwenden kann.

III. Bestimmung der Suszeptibilität der Eichlösung.

Als paramagnetische Eichsubstanz wurde eine Nickelnitratlösung verwandt, deren spezifische Suszeptibilität durch die bekannte Quinckesche Steighöhenmethode [1]) festgestellt wurde. Nur insofern wurde aus besonderen Gründen die Methode abgeändert, daß nicht mit einem Kathetometermikroskop die Hebung der

[1]) Wied. Ann. 24, 347—416, 1885.

Flüssigkeitskuppe, die bei Erhöhung eines Feldes von Null auf einen bestimmten Wert eintritt, bestimmt wurde, sondern es wurde in einem feststehenden Mikroskop der Stand der Flüssigkeitskuppe im Steigrohr bei einer bestimmten Feldstärke $\mathfrak{H}_1$ abgelesen, dann diese Feldstärke auf $\mathfrak{H}_2$ so erhöht, daß die Kuppe im Gesichtsfeld blieb. Bezeichnen wir die Differenz beider Ablesungen mit h_d, gemessen in Zentimetern, so wird, wenn g die Erdbeschleunigung ist,

$$\varkappa_m = \frac{2\,g\,h_d}{\mathfrak{H}_2^2 - \mathfrak{H}_1^2},$$

wobei vorausgesetzt ist, 1. daß das Niveau im anderen Schenkel, dem „Reservoirgefäß“, sich an einer Stelle befindet, wo die Feldstärke sozusagen Null ist; 2. daß das Verhältnis der Querschnitte von Reservoirgefäß und Steigrohr so beschaffen ist, daß eine Veränderung des Niveaus im Steigrohr keine merkliche Änderung des Niveaus im Reservoirgefäß hervorruft.

Zur Erzeugung des magnetischen Feldes wurde ein du Boisscher Halbringmagnet neuester Konstruktion, mittleres Modell, benutzt[1]), dessen zylindrische Pole mit einem Durchmesser von 8 cm und einer Höhe von 6 cm so auseinandergezogen waren, daß die Polflächen einen Abstand von 15 mm hatten; die Schaltung des Magnetisierungsstromes war so ausgeführt, daß eine Entmagnetisierung durch „abnehmende Kommutierung“ stattfinden konnte. Bei den vorliegenden Messungen entsprach dann $\mathfrak{H}_1$ einem Magnetisierungsstrom von 4 Amp., $\mathfrak{H}_2$ einem von 6 Amp.

Über die zur Messung von h_d dienende Apparatur ist zu bemerken, daß das zylindrische Reservoirgefäß sich in einer Entfernung von etwa 80 cm von der Achse des Magneten befand, so daß die erste Bedingung sicher erfüllt war, wie eine direkte Messung der Feldstärke hier zeigte. Die Ablesung der Verschiebung erfolgte durch ein Mikroskop mit Okularmikrometer; die Einstellung wurde so getroffen, daß ein Skalenteil gerade $^1/_{50}$ mm war, wobei man $^1/_{10}$ der Skalenteile gut schätzen konnte. Der Durchmesser des Reservoirgefäßes war 3,4 cm, der der beiden benutzten Glasröhren 2,3 bzw. 2,7 mm; der wegen der zweiten Voraussetzung anzubringende Korrektionsfaktor wird dann 1,0045 bzw. 1,0059, ist also in beiden Fällen nahe der Einheit.

---

[1]) Nähere Beschreibung im Prospekt von Hartmann u. Braun; ferner du Bois, Neue Halbringelektromagnete, ZS. f. Instrkde. **31**, 362—378, besonders S. 365, 1911.

Bei den Messungen ist vor allem auf Vermeidung von Fehlern durch Kapillarkräfte zu achten; man muß daher die Glasröhren nach Angabe KOENIGSBERGERS[1]) mindestens 8 Stunden mit Chromsäure vorbehandeln, um eine gute Benetzung zu erreichen; ferner mußte bei den einzelnen Messungen selbst, die nie länger als 15 Minuten dauerten, durch Ansaugen geprüft werden, ob der Meniskus sich wieder genau auf dieselbe Stelle einstelle, also wirklich die verlangte Benetzung vorhanden sei. Die gemessenen Werte von h_d gibt Tabelle I.

Versuch I ($t = 21{,}0^0$).

A. Röhre 1.
Korrektionsfaktor 1,0045.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35,1 34,9	35,0	35,18

B. Röhre 2.
Korrektionsfaktor 1,0059.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35,0 34,6	34,8	35,00

$h_d = 35{,}09$

Versuch II ($t = 17{,}0^0$).

A. Röhre 1.
Korrektionsfaktor 1,0045.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35,8 35,1	35,45	35,60

B. Röhre 2.
Korrektionsfaktor 1,0059.

Abgelesene Erhöhung in Skalenteilen	Mittel	Korrigierte Steighöhe
35,5 35,1	35,30	35,50

$h_d = 35{,}55$

Die Messungen der Feldstärken wurden mittels Probespülchens und ballistischen Galvanometers ausgeführt nach der bekannten Methode. Zur Bestimmung des ballistischen Reduktionsfaktors wurde ein Präzisionsinduktionsnormal von 0,01 Henry wechselseitiger Induktion benutzt; die Windungsfläche des Spülchens wurde so bestimmt, daß der im Spülchen bei der Umkehr eines bekannten Feldes einer Normalspule auftretende Induktionsstoß gemessen wurde[2]). Es ergab sich $\mathfrak{H}_1 = 7441{,}8$ Gauß, $\mathfrak{H}_2 = 9093{,}3$ Gauß.

[1]) J. KOENIGSBERGER, Wied. Ann. 66, 698—734, 1898 und ferner Ann. d. Phys. (4) 6, 506—519, 1901. Vgl. ferner P. SÈVE, Soc. Franc. de Phys. Nr. 30, S. 2—3, 1912.

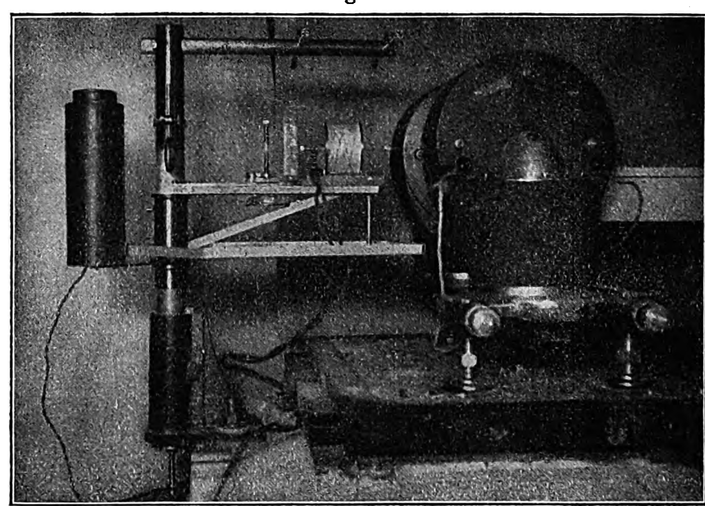
[2]) Vgl. KOHLRAUSCH, Lehrbuch d. prakt. Physik, 11. Aufl., S. 501 bzw. 518, 1910.

Zur Vergleichung der $\varkappa_m$-Werte der Lösung ist eine Reduktion auf eine bestimmte Temperatur nötig. Diese kann nach dem WIEDEMANNschen Gesetz[1]) vorgenommen werden. Dann ergibt sich als die spezifische Suszeptibilität der Eichlösung bezogen auf Luft $\varkappa_m = 5{,}048 \cdot 10^{-6}$ bei einer Temperatur von 21,0° als Mittelwert aus den beiden Werten $5{,}042 \cdot 10^{-6}$ und $5{,}055 \cdot 10^{-6}$.

IV. Beschreibung der Apparatur.

Die Apparatur (Fig. 1) ist im wesentlichen nach den Angaben von WEISS ausgeführt. Es sind nur einige Änderungen

Fig. 1.



technischer Art angebracht, auf deren Angabe ich mich deshalb beschränken kann.

Um Schwankungen der Apparatkonstanten zu vermeiden, soll die Einstellung der beiden Spulen so erfolgen, daß die Mitte jeder der Spulen mit einem Ende der anderen zusammenfällt. Diese Einstellung kann WEISS vornehmen durch Feinverschiebung des horizontalen Galgenrohres, an dem bifilar die Quarzstange (2 mm Durchmesser) und die ihr aufsitzende kleine Spule aufgehängt ist, während die große Spule fest ist. Bequemer ist es, die große Spule auf zwei Schienen beweglich zu machen, wobei dann aller-

---

[1]) G. WIEDEMANN, Pogg. Ann. 126, 1—38, 1865.

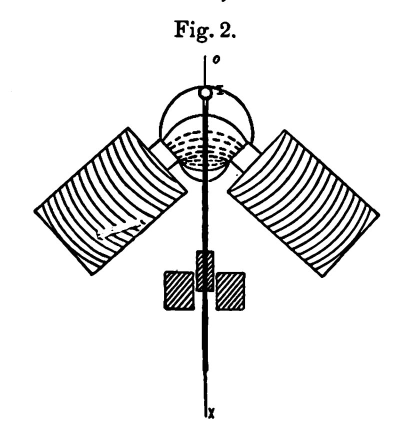
dings der Luftdämpfungskasten nicht an diese Spule angebaut werden kann, sondern für sich auf den Arm, der die Spule trägt, aufgesetzt werden muß. Ferner ist der Arm, der die große Spule trägt, an das vertikale Rohr des Galgens festgemacht, so daß man den Vorteil einer Höhenregulierung der gesamten Apparatur in ziemlich weiten Grenzen hat. Eine dritte Verbesserung ist die, daß der Spiegel, der zur Ablesung der Verschiebung der Querstange dient, drehbar befestigt ist an einem Halter, der auf dem Spulenträgerarm aufsitzt, so daß sich eine mikrometrische Feinverstellung dieses Halters mit Leichtigkeit vornehmen läßt.

Die benutzten Polschuhe sind genau nach den WEISSschen Angaben ausgeführt.

V. Bestimmung der Suszeptibilität von Mangan und Chrom.

Den definitiven Messungen mußten noch einige Vorbereitungen vorausgehen. Die Kraft F besitzt zwei Maxima, je eines (auf jeder Seite der größten Kraftliniendichte eins), und da es natürlich vorteilhaft ist, die zu untersuchende Substanz in ein Maximum zu bringen, so muß dessen Lage festgestellt werden, was einfach so geschehen kann, daß man den Magneten nacheinander in verschiedene Stellungen bringt und jedesmal die auf eine kleine paramagnetische Substanzmenge ausgeübten Kräfte mißt; läßt man dabei i konstant, so geben die Werte J den Verlauf der Kraft an. Im allgemeinen ist es vorteilhaft, die Anordnung so zu treffen, daß der Quarzstab sich so, wie Fig. 2 zeigt, in das Feld einschiebt, weil dann wegen der in den beiden Maximas entgegengesetzten Kraftwirkungen der auf den Stab ausgeübte Zug möglichst klein wird.

Fig. 2.



Ox: Schnittlinie der vertikalen Symmetrieebene des Magneten und der horizontalen Ebene der Magnetachsen. I: ein Maximum der ponderomotorischen Kraft.

Im Maximum ist nun die Bedingung zu erfüllen, daß die Kraft F möglichst flach verläuft, weil dann Substanzen ver-

schiedenen Volumens sich verwenden lassen. Mit der Erfüllung dieser Bedingung ist dann zugleich auch der weitere Vorteil verbunden, daß die Änderung der Feldstärke im Bereich dieses Maximums keine allzu große ist. Für die Erfüllung der zweiten Bedingung mußte ich ferner das Maximum so zu legen suchen, daß die in ihm erreichbaren Feldstärken möglichst hohe Werte hatten.

Es wurde daher eine Anzahl Messungen ausgeführt, die den Zweck hatten, festzustellen, bei welchem Polabstand und welchem Winkel der Magnetachsen diese Bedingungen am besten erfüllt waren. Es zeigte sich, daß für die Feststellung der $\varkappa_m$-Werte bei kleinen Feldstärken ein Polabstand von 15 mm und der Achsenwinkel 180°, während für die Messung der $\varkappa_m$-Werte bei hohen Feldstärken ein Polabstand von 6 mm und ein Achsenwinkel von 145° geeignet war. Die bei der letzten Polstellung im Maximum herrschende mittlere Feldstärke betrug für 20 Amp. 18,9 Kilogauß. Die im Maximum herrschenden Feldstärken wurden gemessen nach der schon beschriebenen Methode mit einem zur topographischen Feldausmessung sehr geeigneten, von DU BOIS angegebenen „Kugelspülchen“ [1]) mit der Windungsfläche 8,5 qcm.

Allgemein ist über die Messungen zu bemerken, daß die Einwirkung des Magneten auf die bewegliche Spule nach dem Vorgang von WEISS so zu eliminieren ist, daß man bei einer Probe zunächst einmal kompensiert, wobei J_1 der Stromwert in der großen Spule sei, dann in beiden Spulen den Strom kommutiert, ihn konstant läßt in der kleinen Spule und in der großen Spule wieder den Strom bis zu einem Werte J_2 reguliert, bis wieder Kompensation eintritt. Es geht dann in unsere Formeln überall das arithmetische Mittel von J_1 und J_2 ein.

In beiden Polstellungen wurden mit dem zu untersuchenden Mangan und Chrom in dieser Weise bei verschiedenen Stromstärken Messungen vorgenommen; diese zeigten, daß die untersuchten Proben eine von der Feldstärke abhängige Suszeptibilität besitzen. Es war deshalb die im zweiten Abschnitt am Schluß angegebene Rechnung durchzuführen. Diese Rechnung ergab die Tabelle II.

---

[1]) Vgl. H. DU BOIS, ZS. f. Instrkde. (l. c., S. 377); bezogen vom Mechaniker des Boscha-Laboratoriums Berlin NW 40, Herwarthstraße 4 und Kronprinzenufer 18.

Feldstärke in Kilogauß	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Mn massiv	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Mn-Pulver	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Chrom massiv	$\varkappa_m \cdot 10^{-6}$ Chrompulver
				(0,74 KG)
0,8	9,4	—	3,4	3,82
			(1,1 KG)	(1,1 KG)
1,0	10,3	10,7	4,1	4,3
	1,1 KG = 10,6	1,5 KG = 11,7	1,6 KG = 3,9	1,5 KG = 4,9
2,1	10,5	11,6	3,7	2,8 KG = 5,5
3,3	10,2	11,1	3,6	5,4
7,0	9,9	10,3	3,5	4,2
10,0	9,8	10,2	3,5	4,1
13,5	9,7	9,9	3,5	4,05
16,0	9,5	9,7	3,5	4,0
18,9	9,4	9,6	3,5	3,9

Es wurde dann noch eine Kontrollmessung der Suszeptibilität von Wasser gemacht, die den Wert $\varkappa_m = -0{,}744 \cdot 10^{-6}$ bei $20{,}0^0$ bezogen auf Luft ergab; der Mittelwert aus allen Literaturangaben ist $\varkappa_m = -0{,}75 \cdot 10^{-6}$ [1]).

VI. Zusammenstellung der Ergebnisse.

Trägt man die ermittelten Werte der spezifischen Suszeptibilität als Funktion der Feldstärke auf, so steigen alle sich ergebenden Kurven mit wachsender Feldstärke bis zu einem Maximum an, um dann allmählich wieder abzufallen (Fig. 3). Es kommen also meine Untersuchungen zu demselben Schluß wie die von Ihde, daß Mangan und Chrom sich in bezug auf die Variabilität der Suszeptibilität mit der Feldstärke als ferromagnetisch erweisen, wenn auch die erhaltenen $\varkappa_m$-Werte in ihrer Größenordnung sich nicht aus denen der paramagnetischen herausheben.

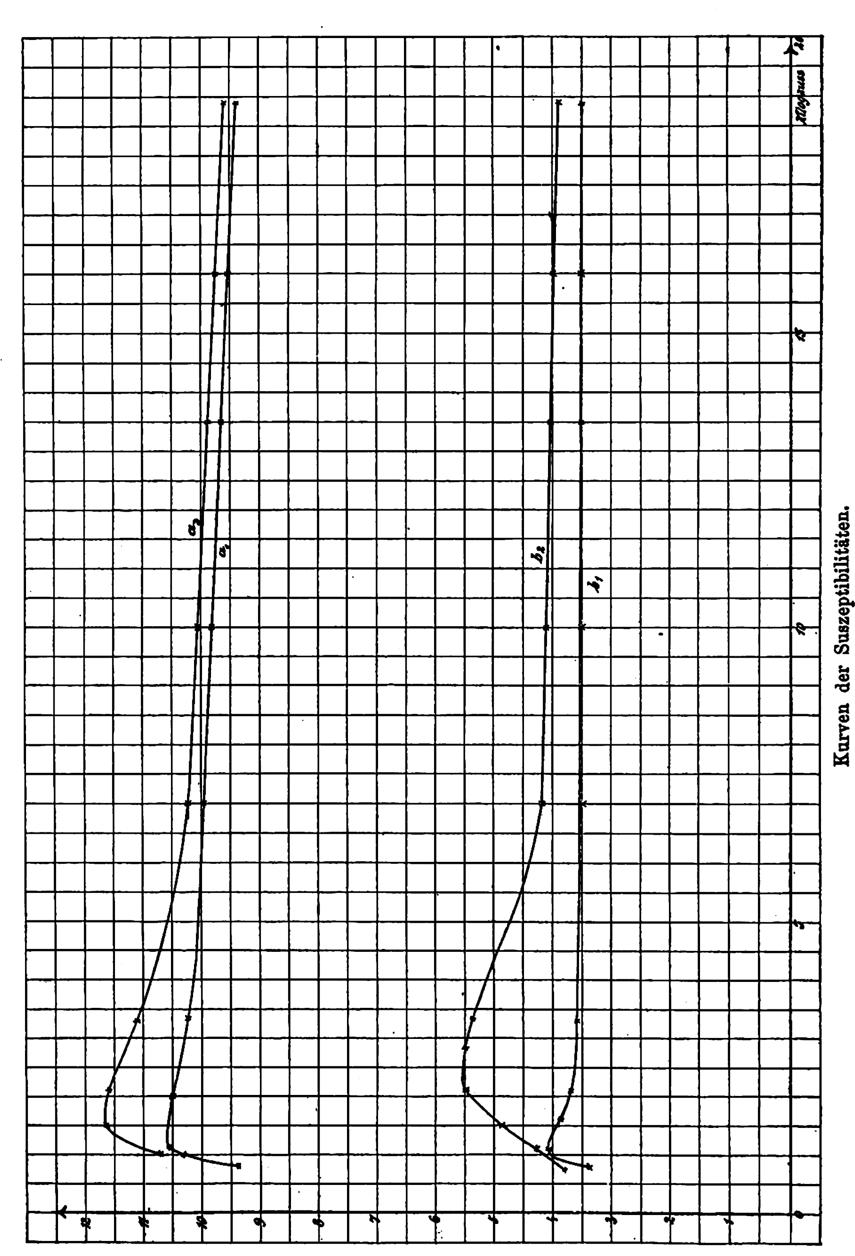
Da in allen Fällen die untersuchten Proben Eisengehalt hatten, so muß erwogen werden, ob nicht die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke auf diesen Eisengehalt zurückzuführen ist. Die magnetischen Untersuchungen von Honda [2]) und Owen [3]) haben nun auch gezeigt, daß frei als Verunreinigung vorkommendes

[1]) Eine neue Bestimmung von P. Sève (l. c.) ergibt, bezogen auf den leeren Raum bei $24{,}2^0$, den Wert $-0{,}720 \cdot 10^{-6}$; rechnet man meinen Wert auf den leeren Raum und diese Temperatur um, so ergibt er $-0{,}712 \cdot 10^{-6}$.

[2]) K. Honda, Ann. d. Phys. (4) 32, 1027—1063, 1910.

[3]) M. Owen, ebenda (4) 37, 657—699, 1912.

Fig. 3.



Kurven der Suszeptibilitäten.

Eisen eine Variabilität der Suszeptibilität mit der Feldstärke in der Weise bewirkt, daß die als Funktion der Feldstärke aufgetragenen Werte eine hyperbolische Kurve ergeben in dem Bereich, in dem das Eisen merklich gesättigt ist. Wenn aber das Eisen als Verbindung mit dem Hauptmetall vorkommt, oder eisenarme Mischkristalle vorliegen, so ergibt sich nach den diesbezüglichen Untersuchungen HONDAs keine Einwirkung, wenn der Eisengehalt kleiner als 2 Proz. ist. Wir haben es in unseren Proben aber sicher mit Mischkristallen zu tun, da die aus dem TAMMANNschen Institut hervorgegangenen Arbeiten[1]) zeigen, wie groß die Neigung bei Mangan und Chrom ist, Mischkristalle mit Eisen zu bilden; es ist der beobachtete Ferromagnetismus also eine Eigenschaft des Mangans und Chroms selbst. Wichtig in diesem Zusammenhang ist es, daß das chemisch reine Mangan IHDEs ebenfalls Ferromagnetismus zeigte.

Eine Zusammenstellung der früheren Ergebnisse der magnetischen Untersuchungen über Mangan und Chrom ist vollständig gegeben bei IHDE (l. c., S. 45—56 bzw. 843—846).

Was die erste Aufgabe der Arbeit anbetrifft, so hat sich, wie aus den Kurven ersichtlich ist, auch bei massivem Mangan und Chrom ein Maximum ergeben, das bei etwa 1100 Gauß liegt. Mangan besitzt den Wert $10{,}6 . 10^{-6}$ in diesem Maximum, Chrom den Wert $4{,}1 . 10^{-6}$. Die Werte nehmen in beiden Fällen zunächst rascher, dann sehr langsam ab, bis die Suszeptibilität von Mangan bei 18,9 Kilogauß den Wert $9{,}4 . 10^{-6}$, Chrom den Wert $3{,}5 . 10^{-6}$ annimmt. Numerisch stimmen diese Werte mit den in der Literatur gegebenen ganz gut überein; so findet HONDA, der ebenso wie OWEN für von KAHLBAUM bezogenes Mangan und für von KAHLBAUM bzw. MERCK bezogenes Chrom Paramagnetismus konstatierte, für Mangan $10{,}7 . 10^{-6}$, für Chrom $3{,}7 . 10^{-6}$, OWEN $8{,}9 . 10^{-6}$ bzw. $2{,}9 . 10^{-6}$. Rechnet man die Werte von IHDE um, der die auf die Volumeneinheit bezogene Suszeptibilität bestimmte, so findet er für 1500 Gauß den Wert $\varkappa_m = 10{,}6 . 10^{-6}$ bzw. $4{,}3 . 10^{-6}$, für 5000 Gauß den Wert $9{,}6 . 10^{-6}$ bzw. $3{,}9 . 10^{-6}$. Meine aus den Kurven abgelesenen Werte sind für 1500 Gauß $10{,}5 . 10^{-6}$ bzw. $4{,}0 . 10^{-6}$, für 5000 Gauß $10{,}1 . 10^{-6}$ bzw. $3{,}5 . 10^{-6}$.

---

[1]) LEVIN und TAMMANN bzw. TREITSCHKE und TAMMANN, ZS. f. anorg. Chem. 47, 136 ff., 1905 bzw. 55, 402 ff., 1907.

Was die Suszeptibilitätswerte der Mangan- und Chrompulver angeht, so fällt auch hier gegenüber kompakten Stücken die erhöhte Magnetisierbarkeit auf. Es tritt diese Erhöhung in so bedeutendem Maße erst dann ein, wenn man das Mangan bzw. Chrom fast vollkommen zu Staub pulverisiert. Weder für Chrom noch für Mangan konnte ich aber eine Erhöhung von 100 Proz., wie Ihde sie erhielt, konstatieren. Sie beträgt bei mir bei Mangan im Maximum 15 Proz., bei Chrom 50 Proz. Die geringe Erhöhung bei Mangan erklärt sich vielleicht daraus, daß das neubezogene Mangan eine andere Struktur besitzt wie das von Ihde untersuchte. Daraus erklärt sich wohl auch, daß bei meinem Pulver das Maximum an einer anderen Stelle liegt. Es zeigen aber die Kurven deutlich, daß das Vorauseilen der Suszeptibilitätswerte des Pulvers gegenüber den Werten der massiven Substanz mit größer werdender Feldstärke allmählich wieder eingeholt wird, daß also tatsächlich, wie es die Annahme von Ihde (siehe oben S. 370) verlangte, mit wachsender Feldstärke die Suszeptibilitätswerte sich nähern. Es kann daher wohl kein Zweifel bestehen, daß für genügend hohe Feldstärken die Werte für Pulver und massive Substanz zusammenfallen werden. Damit erscheint die Annahme von Ihde erwiesen.

Marburg, Physikal. Institut der Universität, im März 1914.

Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β-Strahlen von Radium B + C;

von J. Chadwick.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 2. April 1914.)

Die Versuche von Hahn, v. Baeyer und Meitner [1]) haben gezeigt, daß die β-Strahlung der meisten radioaktiven Substanzen aus einer Reihe von Gruppen homogener β-Strahlen besteht. Im besonderen haben die Messungen von Danysz [2]) und Rutherford und Robinson [3]) ergeben, daß die β-Strahlung von Radium B + C außerordentlich komplex ist; so sind bei Radium C allein mehr als 40 homogene Strahlengruppen vorhanden.

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der einzelnen Gruppen wurde stets die photographische Methode angewandt. Auf Grund der Stärke der photographischen Schwärzung haben Rutherford und Robinson die einzelnen Strahlengruppen in sieben Klassen verschiedener Intensität eingeordnet. Da aber die photographische Wirksamkeit der β-Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten nicht bekannt ist, so erhält man in dieser Weise keinen sicheren Aufschluß über die Intensität der einzelnen Strahlengruppen. Es ist aber auch infolge der Wirkung der γ-Strahlen und der zerstreuten β-Strahlen durch photographische Messungen schwer zu entscheiden, ob über das Linienspektrum noch ein kontinuierliches Spektrum gelagert ist oder nicht [4]).

Die vorliegende Untersuchung hatte zum Ziel, die Intensitätsverhältnisse durch direkte Zählung der β-Strahlen in den einzelnen Gruppen quantitativ zu bestimmen. Daran anschließend war beabsichtigt, unter Benutzung der einzelnen außerordentlich homogenen Strahlengruppen die Gesetze eingehend zu untersuchen, welche den Durchgang der β-Strahlen durch Materie bestimmen.

---

[1]) O. v. Baeyer und O. Hahn, Phys. ZS. 11, 488, 1910; O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner, Phys. ZS. 12, 273, 378, 1911.

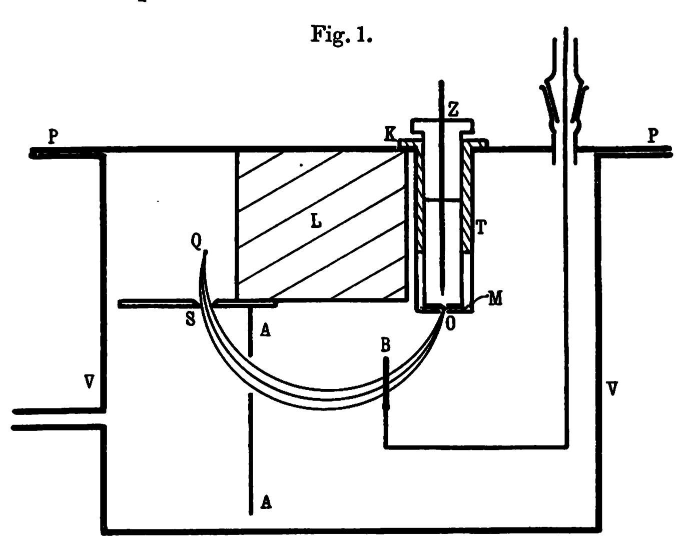
[2]) J. Danysz, C. R. 153, 339, 1066, 1911; Le Radium 9, 1, 1912.

[3]) E. Rutherford und H. Robinson, Phil. Mag. (6) 26, 717, 1913.

[4]) Siehe Rutherford und Robinson, l. c., S. 720.

Die Zählung der einzelnen β-Teilchen erfolgte nach der von GEIGER[1]) angegebenen Methode. Diese Methode beruht darauf, daß ein einzelnes α- oder β-Teilchen, wenn es das intensive elektrische Feld zwischen einer auf ein hohes positives Potential geladenen Platte und einer gegenüberstehenden isolierten Spitze durchläuft, eine Entladung auslöst und dadurch momentan das Potential der Spitze um etwa 30 bis 40 Volt erhöht. Die Ent-

Fig. 1.



ladungen werden durch ein mit der Spitze verbundenes Instrument, etwa durch ein Fadenelektrometer, sichtbar gemacht.

Die Methode, welche dazu diente, die β-Strahlung in die einzelnen Gruppen zu zerlegen, war dieselbe, als die von RUTHERFORD und ROBINSON benutzte. Diese Methode besitzt, wie diese Forscher hervorheben, den großen Vorteil, daß ein relativ großer Bruchteil der von dem Präparat ausgehenden Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit durch das magnetische Feld in eine feine, in der Ebene des Spaltes gelegenen Linie konzentriert werden kann. Die obenstehende Fig. 1 zeigt, in welcher Weise diese Methode für die vorliegenden Versuche modifiziert wurde. Ein Bleiklotz L, $4{,}5 \times 4 \times 4$ cm, war auf die Messingplatte PP aufgeschraubt. An dem Bleiklotz waren die Strahlenquelle Q und

[1]) H. GEIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 534, 1913.

der Spalt S befestigt. Der Abstand zwischen Strahlenquelle und Spalt betrug etwa 1,5 cm und die Weite des Spaltes ungefähr 0,25 cm. Ein Messingrohr T, dessen Endplatte eine 2 mm weite Öffnung besaß, war in die Messingplatte eingelötet und diente als Führung für den Zählapparat Z, der durch einen Hartgummistopfen K und ein Glimmerblättchen M isoliert war. Durch dieses Glimmerblättchen, dessen Bremswirkung für α-Strahlen 1,5 cm Luft entsprach, war die Öffnung O luftdicht verschlossen. Die Länge des Rohres T war derartig gewählt, daß die durchbohrte Endplatte des Zählapparates in die Ebene des Spaltes S zu liegen kam. Der Abstand zwischen dem Spalt S und der Öffnung O betrug ungefähr 6 cm. Die ganze Vorrichtung konnte in die Messingkammer VV ($13 \times 10 \times 5$ cm) derartig eingeschoben werden, daß die Platte PP den Deckel bildete. Die Kammer wurde dann evakuiert und zwischen die Polstücke eines Elektromagneten gebracht. Der Querschnitt der Polstücke betrug $12{,}5 \times 7{,}4$ cm; die Richtung des magnetischen Feldes war senkrecht zur Ebene QSO.

Die Bahnen der β-Strahlen, welche bei O zusammenlaufen, sind in der Figur gezeichnet. Es ist ohne weiteres klar, daß nur die β-Strahlen, welche durch einen kleinen, in der Mitte gelegenen Teil des Spaltes gehen, durch die Öffnung O in den Zählapparat eintreten können. Alle anderen an den Enden des Spaltes austretenden β-Strahlen treffen auf die Wände des Gefäßes auf und werden dort zerstreut. Es war notwendig, diese zerstreuten β-Strahlen sowie die an allen Teilen des Apparates von den γ-Strahlen erzeugten sekundären β-Strahlen nach Möglichkeit am Eintritt in den Zählapparat zu verhindern bzw. ihre Zahl herabzusetzen. Es wurde daher der Spalt so kurz als möglich gemacht und außerdem eine Blende AA' eingeführt. Aus demselben Grunde wurde auch die Kammer VV möglichst weit gemacht und ihre Innenwände mit Pappe belegt. Durch diese Maßregeln gelang es, die Sekundäreffekte beträchtlich herabzusetzen. Daß in dem Zählapparat selbst durch die γ-Strahlen Sekundärstrahlen ausgelöst wurden, ließ sich natürlich nicht vermeiden.

Es ist vielleicht zweckmäßig, hier einige Worte über die Wirkungsweise der Zählapparate einzufügen. Es erwies sich für einen guten Zähler als unbedingt notwendig, daß die Spitze schlank zuläuft und vollkommen rein ist. In diesem Falle spricht die Spitze auf die Strahlen an, ohne Selbstentladungen zu zeigen.

Gute Spitzen arbeiten über einen sehr großen Spannungsbereich, indem sie bereits bei 1000 Volt für α-Strahlen und bei 1100 Volt für β-Strahlen ansprechen und auch bis zu Spannungen von 2000 Volt noch ohne Selbstentladungen arbeiten. Die β-Strahlen werden allerdings erst dann durch den Apparat alle gezählt, wenn die Spannung 1600 Volt beträgt und die Öffnung des Zählapparates nicht zu groß ist. Am meisten eignen sich Platin- und Stahlspitzen. Die Platinspitze hat vor allem den Vorteil, daß man sie durch Erhitzen im Brenner jederzeit wieder vollständig säubern kann. An den Spitzen sammeln sich nämlich infolge des starken elektrischen Feldes sehr leicht kleine Staubteilchen, die sofort zu Selbstentladungen Anlaß geben. Der in diesen Versuchen benutzte Zählapparat war 1 cm weit und hatte eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. Die Spannung war bei fast allen Versuchen so hoch, daß alle eintretenden Teilchen gezählt wurden. Es war dies allerdings keineswegs unbedingt nötig, da es sich nur um relative Messungen handelte.

Bevor versucht wurde, die einzelnen Gruppen durch den Zählapparat nachzuweisen, wurde zunächst durch photographische Aufnahmen festgestellt, ob die β-Strahlen durch das magnetische Feld in genügend scharfe Linien konzentriert wurden. Die Gleichförmigkeit des magnetischen Feldes, die für eine gute Konzentrierung der Linien ausschlaggebend ist, wurde zuerst mittels einer kleinen Induktionsspule geprüft; eine ausreichende Homogenität des Feldes wurde dadurch erreicht, daß auf die Endfläche des einen Polstückes Streifen von weichem Eisen geeigneter Dicke aufgelegt wurden. Die Breite der Linien auf der photographischen Platte betrug dann etwa 0,5 mm; bei den Gruppen geringer Geschwindigkeit war allerdings die Linienbreite etwas größer.

Als Strahlenquelle wurde Radiumemanation benutzt, die in einem kurzen und engen Glasröhrchen eingeschmolzen war, dessen Wandstärke für die α-Strahlen eine Bremswirkung entsprechend 1,5 bis 2 cm Luft besaß. Die ganz langsamen β-Strahlen des Radium B wurden allerdings bereits durch diese Glasdicke absorbiert, doch war dies für die vorliegenden Versuche ohne Belang. Die verwendete Emanationsmenge betrug gewöhnlich etwa 0,2 Millicurie. Diese Menge gab im Zählapparat bei $H\varrho = 1400$ bis $H\varrho = 3000$ etwa 100 β-Teilchen pro Minute und für $H\varrho = 5000$ noch etwa 50 pro Minute. Durch allmähliche Steigerung des

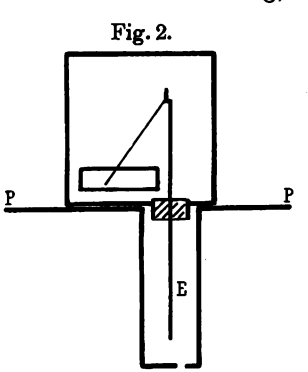
magnetischen Feldes konnte man erreichen, daß nach und nach das gesamte Spektrum vor der Öffnung des Zählapparates vorbeiwanderte. Der durch den Magneten fließende Strom wurde in ganz kleinen Stufen vergrößert, so daß die Stärke des Magnetfeldes jedesmal um nur etwa 1 Proz. zunahm. Wenn man den Strom kontinuierlich von Null an steigerte, so zeigten sich zunächst außer den sekundären Strahlen keine weiteren Strahlen, bis ein Strom von 0,15 Amp. erreicht war. Bei weiterer Steigerung des Feldes nahm die Zahl der β-Teilchen rasch zu, passierte viermal durch einen Maximalwert und fiel dann von 0,50 Amp. an wieder langsam ab, ohne weitere Maxima zu zeigen. Zwei bei 0,40 und 0,47 Amp. gelegene Maxima traten sehr scharf hervor, da die Zahl der β-Teilchen an diesen Stellen um etwa 60 Proz. zunahm. Auch das Maximum bei 0,34 Amp. war noch sehr deutlich, während das Maximum bei 0,55 Amp. nur noch etwa 10 Proz. stärker war als die benachbarten Teile des Spektrums.

Trägt man dem Geschwindigkeitsverlust in dem Glasröhrchen, der etwa 2 Proz. beträgt, Rechnung, so stimmen die vier beobachteten Maxima aufs beste mit den Linien *A*, *B*, *C* und *D* von Radium B überein, die von Rutherford und Robinson angegeben und als sehr stark bezeichnet wurden. Trotz eingehender Messungen konnte aber durch die Zählversuche außer diesen Linien keine weitere Linie mehr festgestellt werden. Auf Grund der photographischen Versuche hatte sich ergeben, daß die Linie $H\varrho = 5880$, welche auf der Platte stets sehr deutlich sichtbar wurde, bei einer Stromstärke von 1,55 Amp. in den Zählapparat eintreten müßte. Trotzdem der Teil des Spektrums, welcher den Stromstärken 1,4 bis 1,7 Amp. entsprach, mehrmals aufs genaueste durchgezählt wurde, so konnte doch eine Linie mit Sicherheit nicht entdeckt werden. Es zeigte sich vielmehr über diesem ganzen Bereich eine beträchtliche, aber nahezu unveränderliche Zahl von β-Teilchen. Daß diese β-Strahlen in der Tat primäre Strahlen waren, ließ sich dadurch zeigen, daß man einen kleinen Bleischirm *B* (Fig. 1) in den Strahlengang einschaltete. Dieser Schirm war an einem Draht befestigt, der in einem Glasschliff eingekittet war. Der Schirm war von solcher Größe, daß er alle primären Strahlen, aber nicht die zerstreuten sekundären Strahlen auffangen konnte. Die Kurve *A* der Fig. 3 zeigt die mit dem

Zählapparat gemessene Intensitätsverteilung, wobei die Zahl der Teilchen als Funktion von $H\varrho$ aufgetragen ist.

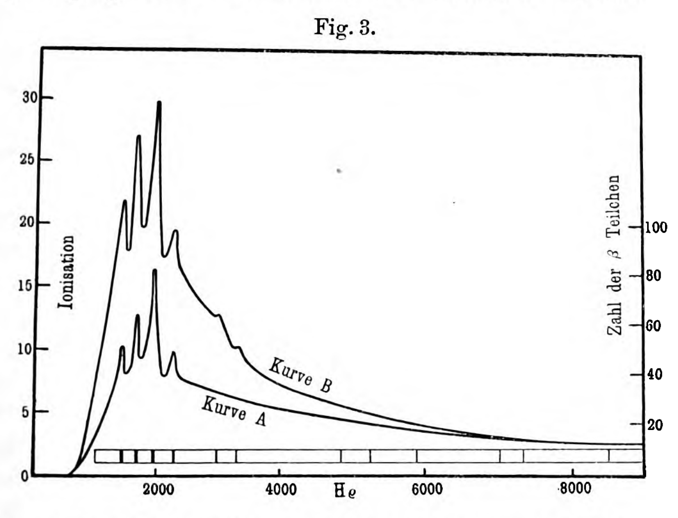
Um einen Intensitätsunterschied von einigen Prozenten mit Sicherheit erkennen zu können, ist es bei der Zählmethode notwendig, für jede einzelne Stromstärke eine sehr große Zahl von Teilchen zu zählen. Es wurde daher auch noch eine Ionisationsmethode versucht, in der Erwartung, daß vielleicht in dieser Weise noch mehr Linien beobachtet werden könnten. Die Ionisationsmethode ist allerdings im Vergleich mit der Zählmethode sehr wenig empfindlich, und Messungen konnten nur unter Verwendung einer viel größeren Emanationsmenge ausgeführt werden. Auch war es notwendig, die Öffnung in dem Rohr T zu vergrößern. Die Strahlen traten durch einen 2 mm weiten und 10 mm langen Spalt in die Ionisationskammer ein, die durch das Rohr T gebildet wurde. Der Spalt (s. Fig. 2) befand sich nicht ganz in der Mitte, sondern war etwas nach rechts verschoben, so daß die β-Strahlen eine etwas größere Bahn in der Ionisationskammer zu durchlaufen hatten. Die zentrale Elektrode E der Ionisationskammer war mit dem Goldblattsystem eines kleinen Elektroskops verbunden, das auf der Platte PP aufsaß. Um die ionisierende Wirkung der γ-Strahlen in dem Elektroskop auszuschalten, wurde dieses evakuiert. Eine Emanationsmenge von 10 Millicurie gab noch eine bequem meßbare ionisierende Wirkung. Bei dieser Menge betrug der Effekt der γ-Strahlung 3,5 Teilstriche pro Minute und der der zerstreuten β-Strahlung etwa 2,0 Teilstriche pro Minute. Die von den direkten β-Strahlen herrührende Wirkung war über einen großen Teil des Spektrums etwa 20 Teilstriche pro Minute. Die Messungen bestätigten vollkommen die Zählversuche. Dieselben vier Linien wurden wieder beobachtet, aber außer diesen konnte keine weitere Linie mit Sicherheit erkannt werden. An den Stellen $H\varrho = 2950$ und $H\varrho = 3300$ zeigten sich zwar Intensitätszunahmen von 2 bis 5 Proz., die aber innerhalb der Meßfehlergrenzen lagen. Die beiden Stellen entsprachen zwei von Rutherford als stark bezeichneten Linien.

Fig. 2.



Die Kurve B der Fig. 3 gibt die Resultate der Ionisationsmessungen wieder. Man ersieht aus der Figur, daß die Kurven A und B einander nicht völlig entsprechen, was daher rührt, daß die langsameren β-Strahlen stärker ionisieren als die schnelleren. Bei beiden Messungsreihen konnten β-Strahlen bis zu $H\varrho = 14000$ beobachtet werden, was einer Geschwindigkeit von 0,991 Lichtgeschwindigkeit entspricht. Im unteren Teil der Figur sind die bei photographischen Aufnahmen am stärksten hervortretenden

Fig. 3.



Linien nach den Angaben von RUTHERFORD und ROBINSON eingezeichnet.

Diese Resultate schienen zunächst den photographischen Messungen teilweise zu widersprechen. Der Unterschied erklärte sich aber durch den Umstand, daß die photographische Platte für kleine Änderungen der Strahlungsintensität außerordentlich empfindlich ist. Dies ließ sich in der Weise zeigen, daß man eine Platte für beispielsweise 100 Minuten der Einwirkung der β-Strahlen aussetzte, dann über die Platte ein mit einem etwa 0,5 mm weiten Spalt versehenes Bleiblech legte und die unbedeckte Stelle nochmals für kurze Zeit, etwa für 5 Minuten, den Strahlen exponierte. Auf diese Weise erhält man eine Linie, deren Intensität nur 5 Proz. stärker war als der Hintergrund. Eine derartige Linie konnte schon bei dem gewöhnlichen Entwickelungsverfahren scharf herausgebracht werden. Wenn man nur ganz langsam entwickelte,

so daß man die Entwickelung gerade im richtigen Moment beendigen konnte, gelang es sogar, die Linie fast schwarz auf klarem Hintergrund herauszubringen. Bei einer Intensitätsdifferenz von nur 2 Proz. waren die Linien noch deutlich sichtbar, und selbst eine Linie von 1 Proz. ließ sich bei richtiger Beleuchtung noch erkennen.

Aus allen diesen Versuchen geht hervor, daß die β-Strahlung des Radium B und Radium C aus einem kontinuierlichen Spektrum besteht, das von einem Linienspektrum überlagert ist, dessen Gruppen mit wenigen Ausnahmen nur sehr geringe Intensität besitzen. Man kann also diese Linien, wie anfänglich beabsichtigt war, wegen ihrer Schwäche nicht dazu verwenden, um die Absorption und Zerstreuung der β-Strahlen und die damit zusammenhängenden Probleme an wirklich homogenen β-Strahlen zu untersuchen. Immerhin scheint es bei der Empfindlichkeit des Zählapparates nicht ausgeschlossen, daß Absorption und Zerstreuung der β-Strahlen wenigstens für sehr angenähert homogene Strahlen untersucht werden können. Diesbezügliche Versuche sind in der Reichsanstalt im Gange.

Aus den beiden Kurven A und B läßt sich die Abhängigkeit der ionisierenden Wirkung eines β-Teilchens von seiner Geschwindigkeit ableiten. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Ionisation infolge der Reflexion der Strahlen zu groß gemessen wird. Diese Korrektion ist selbst wieder eine Funktion der Geschwindigkeit der Strahlen. Über die Abhängigkeit des Ionisierungsvermögens eines β-Teilchens von seiner Geschwindigkeit liegen Messungen von Wilson[1]) vor, die von Rutherford[2]) eingehend diskutiert wurden. Nach Rutherford müßte das Ionisierungsvermögen eines β-Teilchens umgekehrt proportional der Quadratwurzel seiner Energie sein, ein Gesetz, das bekanntlich für die α-Strahlen mit beträchtlicher Annäherung gilt. Die vorliegenden Versuche scheinen dieses Gesetz in der Tat auch für die β-Strahlen zu bestätigen, doch sind die Zahlen namentlich infolge der recht beträchtlichen Korrektur für die Reflexion nicht sicher genug, als daß die Frage jetzt schon mit Sicherheit entschieden werden könnte.

---

[1]) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. London (A) 85, 240, 1911.

[2]) E. Rutherford, Radioactive Substances and their Radiations, S. 240 u. 249, 1913.

Zusammenfassung.

Die Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β-Strahlen von Radium B und Radium C wurde sowohl nach der Zählmethode wie nach der Ionisationsmethode untersucht. Es zeigte sich, daß die β-Strahlung ein kontinuierliches Spektrum gibt, das von einem Linienspektrum von relativ sehr geringer Intensität überlagert ist; nur im Gebiet der langsamen β-Strahlen sind einzelne stärkere Linien vorhanden. Diese Resultate schienen zunächst den auf Grund photographischer Aufnahmen gewonnenen Ergebnissen zu widersprechen, die zu der Vorstellung geführt hatten, daß die β-Strahlung der meisten radioaktiven Elemente im wesentlichen aus einzelnen homogenen Strahlengruppen besteht. Der Unterschied zwischen den elektrischen und photographischen Versuchen konnte durch die außerordentliche Empfindlichkeit der photographischen Platte für geringe Intensitätsschwankungen erklärt werden.

Charlottenburg, März 1914. Physik.-Techn. Reichsanstalt.

Berichtigung.

In meiner Mitteilung über Scheinwiderstände usw. auf Seite 245 der Verhandlungen ist mir in dem Beweis dafür, daß die Endpunkte der Vektoren auf einem Kreise liegen, ein Zeichenfehler unterlaufen. Es muß heißen:

$$\mathfrak{U}_1 = Z \frac{1 + i\,\mathfrak{Tang}\,\beta l \,\mathrm{tg}\,\alpha l}{\mathfrak{Tang}\,\beta l + i\,\mathrm{tg}\,\alpha l}.$$

Gleichung 5) lautet alsdann

$$(x - Z\,.\,\mathfrak{Cot}\,2\,\beta l)^2 + y^2 = Z^2(\mathfrak{Cot}^2\,2\,\beta l - 1) = \frac{Z^2}{\mathfrak{Sin}^2\,2\,\beta l} \qquad 5)$$

und Gleichung 6)

$$r = \frac{Z}{\mathfrak{Sin}\,2\,\beta l}. \qquad 6)$$

In der Zusammenstellung am Schluß muß es heißen:

	$\mathfrak{U}_1$	$\mathfrak{U}_2$
$2\,r$	6730	7550

und in der drittletzten Zeile

$\beta l = \frac{1}{2}\,\mathfrak{Ar}\,\mathfrak{Sin}\,\frac{Z}{r}$	0,121	0,123

Berlin, 9. April 1914. F. Lüschen.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 15. Mai 1914. Nr. 9.

Sitzung vom 24. April 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **Gustav Hertz** berichtet
über Zusammenstöße von Elektronen mit den Molekülen eines Metalldampfes und die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes
nach gemeinsam mit Hrn. J. FRANCK ausgeführten Versuchen.

Zum Abdruck in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind während der Ferien Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Ottavio Bonazzi: Die elektrische Widerstandsänderung der HEUSLERschen Legierungen in einem transversalen magnetischen Feld (vgl. S. 315—319).

A. Eucken: Zur Theorie der Adsorption (vgl. S. 345—362).

S. Valentiner: Über den Brechungsexponent von Gasgemischen (Nachtrag) (vgl. S. 363—366).

J. Chadwick: Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β-Strahlen von Radium $B + C$ (vgl. S. 383—391).

R. Gans: Zur Magnetonentheorie. Bemerkung zu einer Kritik des Herrn HEYDWEILLER (vgl. S. 367—368).



W. Lepke: Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit von Mangan und Chrom (vgl. S. 369—382).

Alexander Pospielow: Über das Abklingen der Lumineszenz von trockener und feuchter, gefärbter Gelatine.

E. Gehrcke: Zur Theorie der elektrischen Aufspaltung der Wasserstoffserie.

G. Quincke: Ionen-Wolken in feuchter expandierter Luft.

E. Waetzmann: Über die Bewegungsform elastischer Körper unter der Einwirkung auftreffender Schallwellen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. MARYAN R. v. SMOLUCHOWSKI, Universitätsprofessor und Direktor des Physikalischen Instituts Krakau, Golembia-Straße 13.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dr. FRITZ REICH, Berlin NW 7, Dorotheenstr. 53.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Hr. Dr. HERMANN BORCHARDT, Assistent am Physikalischen Institut der Universität Kiel.
(Vorgeschlagen durch Hrn. L. WEBER.)

Deutsche Gasglühlicht-Aktiengesellschaft (Auergesellschaft), p. Adr. Herrn Direktor REMANÉ, Berlin O 17, Rotherstr. 8—12.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. SKAUPY.)



Vorrichtung zur Messung hoher Induktionen im Joch[1];

von E. Gumlich.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. März 1914.)

(Vgl. oben S. 199.)

Zur Bestimmung der Sättigungswerte von Eisen und Eisenlegierungen, die ja nicht nur erhebliches wissenschaftliches, sondern auch technisches Interesse beanspruchen dürfen, hat Ewing[2]) eine genial erdachte Methode, die sogenannte „Isthmusmethode" angegeben, welche der Verfasser[3]) vor einigen Jahren nach verschiedenen Richtungen hin zu verbessern und den praktischen Bedürfnissen anzupassen versuchte.

Diese Modifikation der Isthmusmethode, welche es auch zum erstenmal ermöglichte, Sättigungswerte von Dynamoblech zu bestimmen, hat sich bei zahlreichen in der Reichsanstalt vorgenommenen Messungen durchaus bewährt. Gleichwohl erschien es wünschenswert, noch eine besondere Methode auszuarbeiten, welche gestattete, die Ergebnisse der Isthmusmethode zu kontrollieren und namentlich auch die Messungen an denselben 6 mm dicken Stäben auszuführen, die zur Jochmessung benutzt werden.

Tatsächlich ergaben denn auch diesbezügliche Versuche bald, daß die Isthmusmethode in Verbindung mit dem Joch die Untersuchung der Magnetisierbarkeit bis zu einer Feldstärke von mindestens 7500 Gauß ermöglicht, so daß man also von der Anschaffung eines kostspieligen Elektromagnets absehen kann.

Fig. 1 gibt eine äußere Ansicht vom Joch und von der Magnetisierungsspule; das erstere ist aus noch näher zu besprechenden Gründen aus legiertem Blech hergestellt, und zwar aus Ringen, wie sie im Dynamomaschinenbau verwendet werden und leicht zu haben sind. Die Spule, welche bei der guten Raumausnutzung,

---

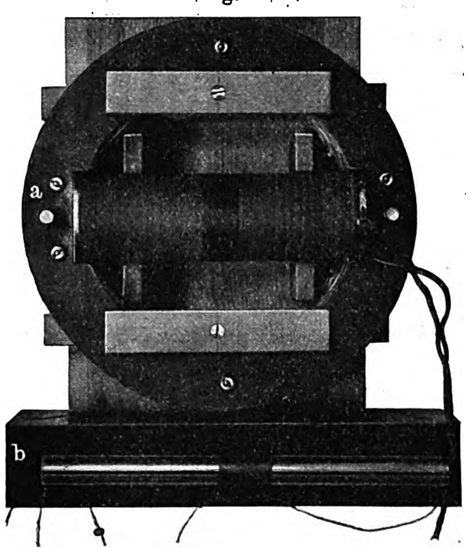
[1]) Eine ausführlichere Darstellung findet sich im Archiv für Elektrotechnik 2, H. 11, 1914.

[2]) J. A. Ewing, Magnetische Induktion in Eisen und verwandten Metallen; deutsche Ausgabe von Holborn und Lindeck, 1892, S. 131 usw.

[3]) E. Gumlich, Elektrot. ZS. **30**, 1065, 1909.

die der Emaildraht ermöglicht, auf 24 cm Länge 3250 Windungen aus 1,8 mm dickem Emaildraht trägt, erzeugt ein an und für sich schon hohes Feld bis zu 1300 Gauß bei einer allerdings nur für sehr kurze Zeit möglichen Belastung mit 8 Amp. Bis zu dieser Feldstärke kann also der Probestab in der gewöhnlichen Jochanordnung mit Klemmbacken ballistisch untersucht werden.

Fig. 1.



Um zu höheren Feldstärken zu gelangen, schiebt man den in Fig. 1, *b* in Ansicht und in Fig. 2 im Durchschnitt dargestellten Einsatz ein. Derselbe besteht aus zwei je 17 cm langen Hohlzylindern *L* und *R* aus magnetisch weichem Eisen von 25 mm äußerem und 6 mm innerem Durchmesser, in welche der 6 mm dicke Probestab eingeschoben wird. Beide Eisenzylinder sind getrennt durch einen Zwischenraum *ABCD* von 12 mm Breite, welcher die Meßspulen aufnimmt, und zusammengehalten durch ein dünnes Messingrohr *FF*, welches über die ver-

Fig. 2.

jüngten inneren Enden der beiden Zylinder geschoben und mit diesen durch Schrauben verbunden ist.

Das im Interferrikum angebrachte Spulensystem ist auf einen Spulenkörper aufgewickelt, dessen Unterlage aus einer 12 mm langen dünnen Messingröhre von 6 mm innerem Durchmesser be-

steht, während die Wände, welche auch die kleinen Klemmschrauben zur Verbindung der Spulenenden mit den Zuleitungsdrähten tragen, aus Hartgummi hergestellt sind. Die Zuleitungen aus etwas dickerem Draht werden gut verdrillt und durch Hartgummiröhrchen isoliert in vier kleinen, in die Zylinder eingefrästen Nuten nach außen geführt (Fig. 1, *b*). Das Spulensystem selbst besteht aus vier verschiedenen 6 mm langen Spulen 1, 2, 3, 4 von je zwei Lagen zu je 20 Windungen dünnen, seidenumsponnenen Kupferdrahtes. Spule 1 ist gut isoliert direkt auf das Messingrohr gewickelt, die anderen Spulen sind voneinander durch Papierzwischenlagen von geeigneter Dicke getrennt. Die äußerste Spule 4 ist etwa noch 2 mm vom äußeren Rand des Eisenzylinders entfernt. Die Lage der einzelnen Spulen, die für die Messung von Wichtigkeit ist, läßt sich sehr genau durch die magnetische Ausmessung der Windungsfläche ermitteln.

Wir haben es also auch hier wieder mit einem Isthmus zu tun, bei dem jedoch die Polflächen eine relativ große Ausdehnung besitzen, so daß schon von vornherein damit gerechnet werden darf, daß die Feldänderung über die Spulen hin verhältnismäßig gering sein wird. Diese Feldänderung läßt sich aber in der vorliegenden Anordnung und im Gegensatz zu den bisherigen Isthmusmethoden direkt messend verfolgen.

Wie sonst, dient auch hier die Spule 1 allein zur Messung der Induktion im Stab, nur daß hier nicht die Probe im jeweiligen Felde um 180° gedreht werden kann, sondern das Feld selbst kommutiert werden muß. Schaltet man die Spulen 1 und 2 gegeneinander, so ist der beim Kommutieren des Magnetisierungsstromes entstehende Ausschlag des ballistischen Galvanometers proportional den in dem Zwischenraum zwischen beiden Spulen herrschenden Feldstärken. Dasselbe gilt natürlich auch bei den Spulen 2/3 und 3/4. Man erhält also für drei bestimmte ringförmige Zonen des symmetrischen Feldes von innen nach außen drei Werte der Feldstärke und kann nunmehr durch graphische Extrapolation mit ziemlicher Sicherheit auch die Feldstärke [$\mathfrak{H}_0$] feststellen, welche an der Stelle der Oberfläche des Stabes herrscht.

Zur Auswertung der erhaltenen Galvanometerausschläge bedarf man natürlich noch der genauen Kenntnis der Windungsflächen der vier Spulen, die in bekannter Weise dadurch ermittelt wurden, daß man die von den Eisenzylindern getrennte Spulen-



kombination in eine lange und gleichförmige Magnetisierungsspule brachte, deren Konstante genau bekannt war, und nun die Ausschläge des ballistischen Galvanometers beobachtete, welche bei Kommutierung eines bestimmten Stromes in der Magnetisierungsspule durch die einzelnen Spulen 1, 2, 3, 4 hervorgebracht wurden.

Ein Beispiel für eine vollständige Messung eines Stabes aus 3,8 Proz. Eisen-Siliciumlegierung gibt Tabelle 1, aus der namentlich die Feldverteilung ersichtlich ist. Es zeigt sich, daß an der Stelle des Stabes [$\mathfrak{H}_0$] nicht etwa, wie man vermuten könnte, ein Maximum, sondern ein Minimum der Feldstärke vorhanden ist, wie sich auch durch theoretische Überlegungen ergibt. Die Feldstärke hat stets ein Maximum zwischen Spule 1/2 und Spule 2/3 und fällt von dort sowohl etwas gegen die Mitte, wie beträchtlicher gegen den Rand hin ab.

Tabelle 1.

Messung eines Stabes aus 3,8 Proz. Eisen-Siliciumlegierung.

[$\mathfrak{H}_0$]	$\mathfrak{H}$ 1/2	$\mathfrak{H}$ 2/3	$\mathfrak{H}$ 3/4	$\mathfrak{B}$	$\mathfrak{B}$ (Joch)	Diff. Prom.	$4\pi J$	Abweichungen vom Mittel (Prom.)
158	172,7	182,2	181,0	18 563	18 600	—2	—	—
323	336,8	345,1	342,0	19 684	19 780	—5	—	—
554	568	574	564	20 222	20 300	—4	—	—
1224	1239	1243	1215	20 900	—	—	19 676	+0,6
2421	2446	2450	2403	22 096	—	—	19 675	+0,6
4620	4668	4677	4577	24 313	—	—	19 693	+1,5
6033	6085	6092	5989	25 676	—	—	19 643	—1,1
7775	7854	7872	7697	27 409	—	—	19 634	—1,5
						Mittel	19 664	

Die Kenntnis der Feldverteilung liefert uns weiter noch ein wichtiges Korrektionsglied: Wenn wir mit Spule 1 allein die Induktion messen, so sind an dem Galvanometerausschlag nicht nur die im Stab selbst verlaufenden Induktionslinien beteiligt, sondern auch die Feldlinien, welche zwischen Stab und Spule noch innerhalb der letzteren verlaufen. Der Betrag dieser Korrektion ist in jedem Falle von dem gemessenen Wert für die Induktion abzuziehen. Bezeichnet q' den Querschnitt von Spule 1, q denjenigen des Stabes, so ist diese Korrektion gegeben durch $\frac{(q'-q)\,\mathfrak{H}'}{q}$,

wobei $\mathfrak{H}'$ die an dieser Stelle herrschende Feldstärke bezeichnet, die im allgemeinen etwas größer sein wird, als die Feldstärke $[\mathfrak{H}_0]$ an der Staboberfläche und ebenfalls durch graphische Extrapolation aus der Tabelle ermittelt werden kann. Im vorliegenden Falle beträgt der Faktor $\left(\frac{q'-q}{q}\right)$ etwa 0,57, die hierdurch bedingte Korrektion für eine Feldstärke von 8000 Gauß also schon 4560 Linien oder rund 15 Proz. des gesamten gemessenen Betrages. Durch Abzug dieser Linien erhält man die wahren Werte der Induktion $\mathfrak{B}$, und durch Abzug der Feldstärke $[\mathfrak{H}_0]$ die gesuchte Sättigung $4\pi J$ (vgl. Tabelle 1). Die Abweichung der einzelnen Werte $4\pi J$ vom Mittelwert ist ja außerordentlich gering, sie übersteigt nicht $\pm 0{,}1_5$ Proz., aber es ist ein deutlicher Gang darin erkennbar; die Werte steigen zunächst etwas an, um dann wieder zu sinken. Dieser Gang ist nicht zufällig, sondern systematisch, und zwar läßt sich, wie durch direkte Versuche festgestellt werden konnte, die Abnahme von $4\pi J$ bei den höchsten Feldstärken auf die durch die Strombelastung der Spule hervorgebrachte Erwärmung zurückführen.

Es ist somit anzunehmen, daß in Tabelle 1 der wahre Sättigungswert des untersuchten Materials etwa bei 19700 liegen wird, statt bei 19660, doch überschreitet diese Differenz von 2 Prom. noch nicht die Grenze der Beobachtungsfehler.

Immerhin wird man eine Steigerung der Feldstärke bis zu merklicher Erwärmung der Spulen zu vermeiden haben; es wird später noch näher darauf eingegangen werden, wie man die Feldstärke auch ohnedies noch erheblich vergrößern könnte; andererseits muß aber auch darauf hingewiesen werden, daß es sich zur Messung der Sättigungswerte nicht empfiehlt, überflüssig hohe Feldstärken anzuwenden, denn die unvermeidlichen Fehler durch die beiden Abzüge $[\mathfrak{H}_0]$ und $\left(\frac{q'-q}{q}\right)\mathfrak{H}'$ fallen naturgemäß um so mehr ins Gewicht, je größer $\mathfrak{H}$ ist. Im allgemeinen wird man mit Feldstärken bis etwa $\mathfrak{H} = 6000$ Gauß vollkommen ausreichen, und nur, wo es sich um gehärteten Stahl oder um hochprozentige Eisenlegierungen handelt, wird man höhere Feldstärken zur Erreichung der vollständigen Sättigung benötigen.

Der Anschluß der Messungen an die Jochbeobachtungen ist ebenfalls befriedigend, wie sich aus der Tabelle 1 ergibt, trotzdem



natürlich hier die durch die Ungenauigkeit der Messung und der Extrapolation der Feldstärke bedingte Unsicherheit wegen des noch relativ starken Anstieges der Induktionskurve eine erheblich größere Rolle spielt als bei höheren Feldstärken. Die Differenz zwischen beiden Messungsergebnissen übersteigt im vorliegenden Falle nicht 0,5 Proz., eine Größe, die man überhaupt als Grenze der Leistungsfähigkeit der Jochmethode anzunehmen pflegt, und liegt sogar vielfach noch darunter.

Bei der Untersuchung des Apparates war es notwendig, ein Urteil über eine Fehlerquelle zu gewinnen, welche darin besteht, daß zwischen dem eingeschobenen Probestab und den umgebenden Zylindern eine Luftschicht von etwas variabler Dicke vorhanden ist, die störend wirken könnte. Zu diesem Zweck wurde ein gut passender Stab von 6 mm Durchmesser zuerst um 0,08 mm und dann um 0,17 mm, insgesamt also um 0,25 mm abgedreht und jedesmal untersucht; die entsprechenden Sättigungswerte ergaben sich zu 21 308, 21 310, 21 282; die größte Abweichung betrug also nur 1,4 Prom. und ist daher, falls sie überhaupt reell sein sollte, im allgemeinen zu vernachlässigen. Hieraus ergibt es sich, daß die Stäbe keinesfalls ganz genau passend gedreht zu werden brauchen.

Dies Ergebnis ließ es nicht als aussichtslos erscheinen, mit dem Apparat auch den Sättigungswert von Ellipsoiden von 6 mm Durchmesser zu bestimmen, die ja bei wissenschaftlichen Untersuchungen eine große Rolle spielen, aber nach der magnetometrischen Methode ohne besondere Vorrichtungen nicht wohl über 500 Gauß hinaus gemessen werden können. Tatsächlich gelang dieses auch bei einer Reihe von Ellipsoiden unerwartet gut; es zeigte sich, daß bei weichem Material stets von etwa $\mathfrak{H} = 2000$ bis 3000 Gauß ab ausgesprochene Sättigung eintrat, und die erhaltenen Werte waren durchaus wahrscheinlich. Schließlich wurde noch eine 10proz. Eisen-Aluminiumlegierung in Stab- und Ellipsoidform untersucht. Als Wert für die bei etwa $\mathfrak{H} = 4600$ eintretende Sättigung $4\pi J$ ergab sich beim Stab 15 655, bei dem daraus hergestellten Ellipsoid 15 646, also eine Übereinstimmung, wie man sie kaum erwarten durfte.

In den bisher besprochenen Fällen wurde zur Orientierung stets neben der Induktion auch die Feldstärke mit allen drei zur Verfügung stehenden Spulenkombinationen gemessen, was natür-

lich verhältnismäßig viel Zeit kostet. Dies wird jedoch überflüssig, wenn man sich einmal über die Feldverteilung hinreichend orientiert hat, und wenn es sich nicht um Material ganz besonderer Art handelt. Für gewöhnlich genügt neben der Messung der Induktion mit Spule 1 eine einzige Feldstärkenmessung mit der Spulenkombination 1/3, was noch den Vorteil bietet, daß man dann auch für relativ niedrige Feldstärken schon hinreichend große Galvanometerausschläge erhält, denn einer Feldstärke von 150 Gauß entsprach in der vorliegenden Anordnung bei Spule 1/2 nur ein Galvanometerausschlag von etwa 20 Skalenteilen, der sich aber bei Benutzung der Spulenkombination 1/3 wegen der größeren Windungsfläche reichlich verdoppelt. Eine Zusammenstellung sämtlicher Beobachtungswerte ergab, daß man mit hinreichender Genauigkeit die gesuchten Werte von $[\mathfrak{H}_0]$ erhielt, wenn man an dem gemessenen Wert von $\mathfrak{H}$ 1/3 eine Korrektion von — 0,8 Proz. anbrachte. Die ganze Messung und Rechnung von $\mathfrak{H} = 150$ bis zu etwa $\mathfrak{H} = 6000$ bis 7000 Gauß beansprucht dann nur wenige Stunden.

Es war nun noch erwünscht, eine Vergleichung dieser Methode mit der früher beschriebenen modifizierten Isthmusmethode (vgl. oben) durchzuführen. Zu diesem Zweck wurden die Stäbe *PTR* 2006 und *AV* 1ᵇ nach der vorliegenden Methode gemessen; sodann wurde ein für die Isthmusmethode passendes Stäbchen von 28 mm Länge und 3 mm Dicke dem ersteren Stab in der Mitte entnommen, also genau der Stelle, welche zu den ersten Messungen gedient hatte, dem zweiten Stab dagegen, welcher nicht geopfert werden konnte, am einen Ende, so daß hier die Identität des Materials nicht vollkommen gewährleistet ist. Es ergaben sich folgende Werte:

Material	Joch/Isthmus-methode	Frühere modifizierte Isthmusmethode	Differenz in Promille
PTR 2006	21 057	21 046	— 0,5
AV 1^b	21 308	21 217	— 4,3

Die Übereinstimmung ist also so gut, als sich nur erwarten läßt, und beweist, daß die früher beschriebene Methode keinesfalls mit erheblichen Fehlern behaftet sein kann. Es hat sich übrigens



Tabelle 2.

Beobachter	Material	Methode	$4\pi J$
Ewing	Reines Eisen	Isthmus (Ewing)	20 800—21 200
Peirce	" "	Offene Spule	21 460—21 890
Weiss	" "	Ellipsoid zwischen Elektromagnetpolen	21 440; 21 750
Hadfield und Hopkinson	" "	Stäbchen zwischen Elektromagnetpolen	21 110
Gumlich	Elektrolyteisen von Fr. Fischer, direkt niedergeschlagen, geglüht	Modifizierte Isthmusmethode	21 620
"	Elektrolyteisen von Fr. Fischer, geschmiedet	Joch-Isthmusmethode	21 460
"	Nitrateisen von Kahlbaum	" "	21 250
"	Reines Eisen mit viel O	" "	21 360

im Laufe der vorliegenden Untersuchungen gezeigt, daß sich die bei der früheren Methode vorgeschriebenen Zuschläge von + 2,5 Proz. zur Feldstärke und + 0,5 Proz. zur Induktion ersetzen lassen durch einen einzigen, in der Natur der Verhältnisse besser begründeten Zuschlag von etwa — 0,7 Proz. zur gemessenen Feldstärke.

In der Tabelle 2 ist eine Anzahl von Werten zusammengestellt, welche für angenähert reines Eisen von verschiedenen Beobachtern gefunden wurden.

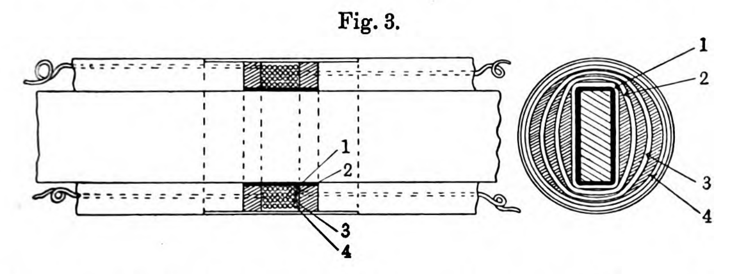
Da nur von wenigen dieser Proben die chemische Analyse angegeben ist, läßt sich ein genauer Vergleich nicht durchführen, doch ergeben die Mittelwerte der neuesten Versuche von Peirce und von Weiss in guter Übereinstimmung mit dem von mir an reinstem Elektrolyteisen gewonnenen, den Wert $4\pi J = 21600$; der erheblich tiefere Wert von Hadfield und Hopkinson ist mit Sicherheit nicht dem Material, sondern der Methode zuzuschreiben, da die Analyse der Probe nur Verunreinigungen von etwa 0,1 Proz. ergeben hat. Die Abweichungen zwischen den beiden von mir gefundenen Werten für Fischersches Elektrolyteisen sind

unzweifelhaft darauf zurückzuführen, daß der **geschmiedete Stab** deutlich sichtbare Adern von Oxyd enthält.

Eine Untersuchung der Abhängigkeit des Sättigungswertes von den einzelnen Verunreinigungen ist in der Reichsanstalt bereits im Gange und wird später veröffentlicht werden.

Im allgemeinen bedarf die Technik der Sättigungswerte von Dynamoblech zur Konstruktion von Dynamomaschinen noch dringlicher als der Sättigungswerte von kompaktem Material. Nun war zwar durch die modifizierte Isthmusmethode[1]) bereits die Möglichkeit gegeben, derartige Messungen auch an Stäbchen aus Dynamoblech auszuführen, die sich durchaus bewährten, aber es tauchten doch hier und da Bedenken dagegen auf wegen der sehr geringen Menge des in einem derartigen Stäbchen untersuchten Materials und wegen der Möglichkeit der Härtung des Materials durch die Bearbeitung; es wurde daher versucht, die

Fig. 3.



vorliegende Methode auch zur Untersuchung von Dynamoblechstreifen zu verwenden. Dies gelang auch zufriedenstellend mit einem Einsatz, der äußerlich genau demjenigen der Stäbe entspricht und der im Durchschnitt durch Fig. 3 dargestellt ist. Die beiden Eisenzylinder haben hier eine rechteckige Öffnung von 16×5 mm zur Aufnahme der Probestreifen, deren Breite (15 mm) eine erhebliche Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften durch das Schneiden ausschließt. Die Spulenkombination ist um einen Kern aus dünnem Messingblech gewickelt; die Induktionsspule 1 umschließt gut isoliert diesen Kern direkt, die drei anderen Spulen sind durch sichelförmige Zwischenlagen voneinander getrennt.

---

1) GUMLICH, Elektrot. ZS. **30**, 1066, 1909.

Die Bestimmung der Feldverteilung ist hier etwas weniger genau, und auch das Feld, in dem sich die Probe befindet, erheblich ungleichmäßiger, als bei der Anordnung für zylindrische Stäbe; immerhin dürfte, wie verschiedene Meßergebnisse zeigen, für die Bedürfnisse der Technik auch diese Anordnung vollkommen genügen.

Was das Quantum des der Messung unterworfenen Materials betrifft, so ist dasselbe auch bei der hier beschriebenen Anordnung recht klein, denn die Messung beschränkt sich ja tatsächlich nur auf die 6 mm langen, unter der Meßspule liegenden Stücke des Probestabes oder des Blechbündels. Gleichwohl bietet die Anordnung auch in dieser Beziehung einen erheblichen Vorteil gegenüber der früheren Isthmusmethode, da man ja den Probestab oder das Probebündel ohne weiteres innerhalb der Spule um beträchtliche Strecken verschieben und einzelne Messungen wiederholen kann, wenn man nur durch passende Einsatzstücke dafür sorgt, daß die frei werdende Öffnung wieder mit Eisen ähnlicher Art ausgefüllt wird. Man kann auf diese Weise also auch die Gleichmäßigkeit des Materials in einfachster Weise kontrollieren.

Es mögen nun zum Schluß noch einige Bemerkungen über das verwendete Joch hier Platz finden. Dasselbe ist absichtlich aus Ringen von legiertem Blech zusammengesetzt worden, da ein empfindliches Galvanometer mit großer Schwingungsdauer nicht zur Verfügung stand und die Gefahr nahe lag, daß bei Benutzung eines Jochs aus kompaktem Material infolge der zu erwartenden erheblichen Relaxationsdauer Fehler entstehen könnten, denn der ganze Induktionsstoß soll ja bereits abgelaufen sein, ehe sich das Galvanometer merklich aus seiner Ruhelage entfernt. Diese Relaxationsdauer aber läßt sich erfahrungsgemäß sehr stark verringern durch Verwendung gut unterteilten legierten Blechs, dessen einzelne Scheiben hier zur Sicherheit noch durch zwischengelegtes Seidenpapier voneinander isoliert wurden. Tatsächlich hat sich denn auch ergeben, daß der Stromstoß im Sekundärkreis so rasch abläuft, daß auch bei Verwendung eines Galvanometers von nur 4 Sekunden Ausschlagsdauer keine Fehler entstanden sind. Allerdings hat diese Verwendung eines lamellierten Jochs den Nachteil einer außerordentlich schlechten Ökonomie, die wieder die Erzielung relativ niedriger Feldstärken zur Folge hat:

bei der höchsten in Betracht kommenden Feldstärke von 7500 bis 8000 Gauß wurde nämlich nur etwa der dritte Teil der gesamten Amperewindungen zur Überwindung des Luftwiderstandes zwischen den Eisenzylindern, also zur direkten Erzeugung des Feldes, verwendet, während 2/3 der Energie zur Überwindung des magnetischen Widerstandes in den Zylindern und namentlich im Joch verbraucht wurden. Dies ungünstige Verhältnis wird sich indes leicht verbessern lassen, und zwar einmal durch Beseitigung der Papierzwischenlagen, die wohl kaum unbedingt erforderlich sind, da die stets vorhandene Oxydschicht des Bleches schon zur Isolation gegen Wirbelströme genügen dürfte, sodann durch Vergrößerung der Jochdicke durch Anwendung einer größeren Zahl von Blechplatten, da bisher die Magnetisierungsspulen beiderseits nicht unbeträchtlich aus dem Joch herausragten, und schließlich durch Verwendung einer besonderen, um den Jochkörper selbst gelegten Magnetisierungswicklung, die mit der Spule passend in Reihe geschaltet werden kann; dann wird man unzweifelhaft auch ohne Steigerung der schädlichen Erwärmung der Jochspule mit der beschriebenen Anordnung zu noch wesentlich höheren Feldstärken gelangen, was ja für bestimmte Zwecke immerhin erwünscht sein kann.

Zur Herstellung der Meßanordnung hat sich die Firma Siemens & Halske, A.-G., Wernerwerk, Berlin-Siemensstadt, bereit erklärt.

Zusammenfassung.

Es wird eine einfache Anordnung beschrieben, mit Hilfe deren im Joch Messungen der Magnetisierbarkeit von Stäben und Blechbündeln bis zu mindestens 7500 Gauß ausgeführt werden können.

Eine Astasierungsvorrichtung für Magnetometer; von E. Gumlich.

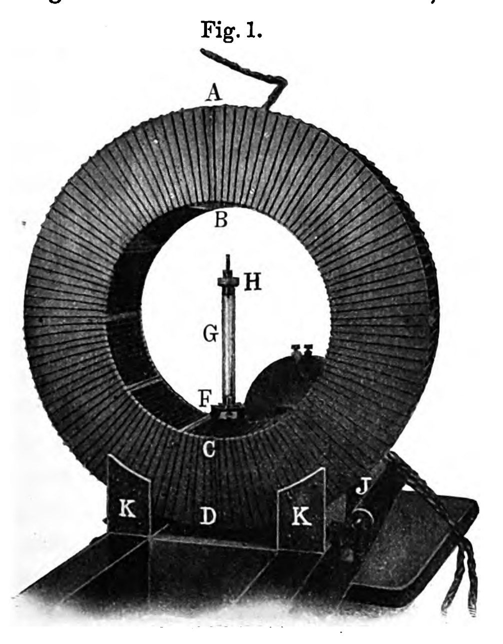
(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. März 1914.)
(Vgl. oben S. 199.)

Seit vorigem Jahr besitzt die Reichsanstalt auf dem Telegraphenberg bei Potsdam ein Zweiglaboratorium, das die Durchführung von Untersuchungen ermöglichen soll, welche wegen der innerhalb der Großstadt herrschenden magnetischen Störungen und mechanischen Erschütterungen bisher nicht ausgeführt werden konnten. Auf magnetischem Gebiet gehören hierzu Messungen der Magnetisierbarkeit bei sehr kleinen Feldstärken (Anfangspermeabilität), der sog. GANSschen reversiblen Permeabilität usw. mit dem Magnetometer. Derartige Messungen erfordern ein Magnetometer mit hoher Empfindlichkeit, die man meist dadurch in scheinbar einfacher Weise zu erreichen sucht, daß man die richtende Erdkraft durch Anbringung eines oder mehrerer permanenter Magnete in geeigneter Weise schwächt. Diese Methode hat jedoch, namentlich für den vorliegenden Zweck, erhebliche Nachteile:

Bei einer Astasierung auf eine höhere, etwa zehnfache, Empfindlichkeit muß man den Astasierungsmagnet schon ziemlich nahe an den Magnetometermagnet heranbringen; dadurch wird aber einerseits das Feld in der Nähe des letzteren recht ungleichmäßig, so daß die Gefahr vorliegt, daß auch bei einem kurzen Magnetometermagnet die für die Nullage bestimmte Empfindlichkeit nicht mehr gilt, wenn der Magnet eine Ablenkung erfahren hat. Ferner wird die Justierung unbequem, da schon sehr kleine Verschiebungen des Astasierungsmagnets erhebliche Änderungen der Empfindlichkeit hervorbringen. Der wichtigste Punkt aber ist der, daß das Streufeld des Astasierungsmagnets natürlich auch auf das in der Nähe befindliche zu untersuchende Ellipsoid einwirkt, und gerade bei den beabsichtigten Untersuchungen kommt es darauf an, das Ellipsoid so vollkommen als möglich zu entmagnetisieren und jedes andere als das zu den Versuchen selbst verwendete Feld peinlichst fernzuhalten.

Man mußte also von dieser Anordnung absehen und die Forderungen nach einem homogenen, leicht zu regulierenden und auch lokal vollständig beschränkten Feld auf einem anderen Wege zu erfüllen suchen. Dies gelang durch Verwendung einer in Fig. 1 wiedergegebenen Hohlspule; dieselbe besteht aus zwei dünnwandigen halbkreisförmigen Hohlringen aus Holz, welche mit Draht bewickelt sind und so aneinander geschoben werden, daß sie das Gehäuse des Magnetometermagnets vollständig einschließen. Die Trennungsfuge ist in der Fig. 1 bei *AB* und *CD* sichtbar; die beiden Wickelungshälften werden dann durch Klemmen verbunden. Das in der Figur nicht sichtbare, im Inneren der Ringe befindliche Gehäuse des Magnetometermagnets wird von einem kräftigen Messingstift getragen, der unten mit einem Holzklotz verschraubt ist und die äußeren Windungen der Spule frei durchsetzt. Mittels eines dünnen Messingrohres, welches durch die inneren Spulenwindungen frei hindurchgeht, trägt das Magnetometergehäuse das kleine, mit Spiegelglas abgeschlossene Kästchen *F*, welches den Ablesespiegel enthält, und die Glasröhre *G* mit dem Torsionskopf *H*, an welchem mittels eines Kokonfadens das leichte Magnetometermagnetchen hängt.

Fig. 1.



Man verfährt nun bei der Justierung so, daß man zunächst die beiden Ringhälften, welche auf keilförmigen Unterlagen *J* ruhen und durch seitliche Stützen *KK* gehalten werden, um das Magnetometergehäuse setzt, wobei man darauf achtet, daß die Träger des Gehäuses und des Spiegelkästchens von den Spulenwindungen nicht berührt werden, und daß die Ringebene ungefähr

nordsüdlich gerichtet ist. Nach Verbindung der Wickelungen der beiden Ringhälften stellt man das Beobachtungsfernrohr auf den Nullpunkt ein und läßt nun einen Strom von geeigneter Stärke und solcher Richtung die Spule durchfließen, daß das Spulenfeld dem Erdfeld entgegengesetzt gerichtet ist, was man ohne weiteres an der erhöhten Empfindlichkeit des Magnetometers erkennt. Im allgemeinen wird nun das Magnetometer noch einen gewissen Ausschlag zeigen, der davon herrührt, daß die Richtung des Spulenfeldes und des Erdfeldes nicht genau übereinstimmen. Diesen Ausschlag beseitigt man durch Drehen an der Schraube; die Drehungsachse wird durch ein hier nicht sichtbares Scharnier an der der Schraube entgegengesetzten Seite der Ringunterlage gebildet; ist der Ausschlag verschwunden, so fallen Ringfeld und Erdfeld genau zusammen. Die Änderung der Empfindlichkeit wird in einfachster Weise durch die Änderung der mit einem Präzisionsamperemeter gemessenen Stromstärke bewirkt.

Es ist nun nur noch nötig, die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Stromstärke für eine Anzahl von Werten festzustellen. Zu diesem Zweck benutzt man am bequemsten eine stromdurchflossene Ablenkungsspule auf der Magnetometerbank, welche man derartig senkrecht zum magnetischen Meridian aufstellt, daß beim Kommutieren des Stromes das Magnetometer einen Ausschlag von etwa 100 mm gibt. Sodann schaltet man den Astasierungsstrom ein und ändert ihn so lange, bis der Ausschlag etwa doppelt so groß wird; dann hat man also die doppelte Empfindlichkeit. Ebenso verfährt man mit der 3,4- bis 10fachen Empfindlichkeit. Hierauf trägt man die gefundenen Empfindlichkeiten als Abszissen, die zugehörigen Stromstärken als Ordinaten auf und verbindet die erhaltenen Punkte durch eine Kurve, der man nun für jede gewünschte Empfindlichkeit die zugehörige Stromstärke entnehmen kann. Selbstverständlich muß man dafür sorgen, daß die Stromstärke während der Dauer des Versuches ungeändert bleibt, was namentlich bei hohen Astasierungen wichtig ist, da hier einer relativ kleinen Stromänderung schon eine erhebliche Änderung der Empfindlichkeit entspricht. Ein Blick auf die obenerwähnte Empfindlichkeitskurve gibt sofort Aufschluß darüber, welche Stromänderungen in jedem Falle noch zu berücksichtigen sind.

Die Justierung ist also im Vergleich zu der mit einem Astasierungsmagnet außerordentlich bequem; aber auch die beiden

anderen Bedingungen sind vollkommen erfüllt: das Astasierungsfeld ist durch seine ringförmige Gestalt in sich geschlossen und wirkt daher nach außen überhaupt nicht, und es ist in einer und derselben Horizontalebene vollkommen homogen, so daß der Magnetometermagnet auch bei größerer Länge und größerem Ausschlag nicht in eine Region anderer Empfindlichkeit kommen kann. Das Feld ist dagegen, wie leicht ersichtlich, nicht homogen in vertikaler Richtung; der Magnetometermagnet muß also stets genau in derselben Horizontalebene verbleiben, und sollte er etwa einmal daraus entfernt oder ein neuer Faden eingezogen worden sein, so muß nachträglich, wenigstens für eine bestimmte Stromstärke, durch Heben und Senken des Gehänges die Stelle gesucht werden, bei welcher die früher zu dieser Stromstärke gehörige Empfindlichkeit vorhanden ist; dann aber gilt die Empfindlichkeitskurve auch für die sämtlichen übrigen Stromstärken wieder. Ein Beispiel für die Abhängigkeit der Empfindlichkeit E von der Stromstärke J in Ampere gibt die folgende kleine Tabelle:

E	J
2	0,0761
5	0,1224
9	0,1360
10	0,1380

Hierbei ist die Spule mit ungefähr einer Windung pro Zentimeter bewickelt.

Es wird nun nicht immer möglich oder erwünscht sein, ein besonderes Magnetometer für die beschriebene Vorrichtung herzustellen oder ein vorhandenes entsprechend umzuarbeiten. Man kann sich dann aber unter Verzicht auf die äußerste Gleichmäßigkeit des Feldes und auf vollkommene Streuungslosigkeit durch einen geschlitzten Ring helfen, wie er in Fig. 2 dargestellt ist. Das Prinzip ist genau dasselbe wie bei dem vollständig geschlossenen Ring, nur sind die beiden Ringhälften so weit auseinandergezogen, daß das vorhandene Magnetometer hinein paßt; die entsprechende Lücke an der Oberseite wird durch ein dazwischen gesetztes gerades Verbindungsstück geschlossen, das ebenfalls in die Bewickelung einbezogen ist. Die Justierung dieser Vorrichtung ist ebenso einfach wie die oben beschriebene, aber der Apparat ist

*

nicht ganz streuungsfrei, sondern es tritt an der Unterbrechungsstelle, also gerade da, wo das Magnetometer steht, eine Streuung auf, welche bewirkt, daß das Feld in der Horizontalebene nicht mehr vollkommen gleichmäßig ist, sondern von innen nach außen etwas abnimmt. Das Vorhandensein dieser Streuung kommt auch dadurch zum Ausdruck, daß man zur Erzielung desselben Ringfeldes bei übrigens gleicher Dimensionierung eine erheblich höhere — im vorliegenden Fall etwa doppelte — Stromstärke gebraucht, was man natürlich durch engere Bewickelung wieder ausgleichen kann.

Fig. 2.



In den meisten Fällen wird auch diese nicht vollkommen korrekte Anordnung genügen; dies ist unzweifelhaft dann der Fall, wenn es sich, wie bei unseren Messungen, um ein Kontrollinstrument handelt, durch welches nur die Deklinationsschwankungen des Erdfeldes, also die Nullpunktsänderungen des Hauptinstrumentes, verfolgt werden sollen, und welches infolgedessen einerseits nur geringe Ausschläge macht und andererseits so weit von dem zu untersuchenden Ellipsoid aufgestellt werden kann, daß eine Störung der Versuche durch die Streuung nicht mehr zu befürchten ist.

Über das Abklingen der Lumineszenz von trockener und feuchter, gefärbter Gelatine;

von Alexander Pospielow.

(Eingegangen am 9. April 1914.)

E. WIEDEMANN hat gezeigt[1]), daß man eine fluoreszierende Substanz mit unmerklicher Abklingungszeit, wie z. B. eine wässerige Eosinlösung in Gelatine, in eine phosphoreszierende mit allmählich wachsender Abklingungszeit dadurch verwandeln kann, daß man die freie Beweglichkeit der Moleküle mehr und mehr beschränkt. Dazu setzt man einer wässerigen, eosinhaltigen Gelatinelösung abnehmende Mengen von Glycerin zu und läßt diese eintrocknen; dabei bleibt die Gelatine noch vollständig plastisch, steht also auf der Grenze zwischen Flüssigkeit und festem Körper: sie phosphoresziert trotzdem in einem Phosphoroskop deutlich.

Bei der einheitlichen chemischen Konstitution von Eosin usw. dürfte die Frage über das Abklingungsgesetz des Phosphoreszenzlichtes sich hier einfacher gestalten als bei den eigentlichen Phosphoren, wenn auch für die einzelnen Teile des Spektrums das Abklingen verschieden erfolgen mag. Ich habe das Abklingen der eosinhaltigen Gelatine näher untersucht.

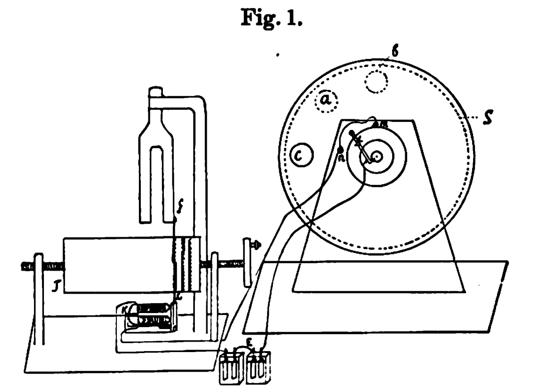
Zu ihrer Herstellung wurden zu einer (etwa 5 Proz.) wässerigen Gelatinelösung einige Tropfen wässeriger Eosinlösung zugesetzt und warm filtriert. Eine Glasplatte wurde gut gereinigt, mit einer dünnen Schicht von Collodiumätherlösung bedeckt und getrocknet. Dann wurde die gefärbte Gelatinelösung auf die horizontale Platte aufgegossen und getrocknet. Die auf diese Weise hergestellten dünnen Gelatineschichten lassen sich nach dem Trocknen leicht vom Glase abziehen. Ihre Dicke ergab sich mit einem Sphärometer bzw. mit einem Mikroskop zu 0,006 bis 0,01 mm. Die dünnen und nicht intensiv gefärbten Gelatinehäutchen leuchten im Phosphoroskop intensiv nach.

[1]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 34, 450, 1888.

Vorversuche.

Zur Orientierung wurde zunächst untersucht, wie lange das unter den obwaltenden Versuchsbedingungen erregte Phosphoreszenzlicht braucht, um so weit abzuklingen, daß es von dem Auge nicht mehr wahrgenommen wird. Dazu wurde ein Phosphoroskop konstruiert, das im wesentlichen aus einer in einem horizontalen Lager beweglichen Scheibe S (Fig. 1) bestand, die in einem gewissen Abstand von ihrem Mittelpunkt mit einem Loch a versehen war. Sie war in eine Schachtel eingebaut, deren Grundflächen je eine runde Öffnung hatten. Die beiden Löcher waren so angeordnet, daß das Loch der Scheibe S sich erst mit dem Loch b in der einen Grundfläche der Schachtel und, um einen bestimmten Winkel α gedreht, mit dem Loch c in der anderen Grundfläche deckte. Durch Verdrehen der Grundflächen gegeneinander konnte α innerhalb weiter Grenzen geändert werden. Dem einen Loch b gegenüber wurde die erregende Lichtquelle aufgestellt, durch c blickte der Beobachter. In das Loch der Scheibe S wurde eines der oben beschriebenen dünnen Häutchen eingebracht. Die Scheibe S wurde nun so gestellt, daß die Substanz gegenüber der Lichtquelle stand. In dieser Stellung blieb die Substanz einige Zeit stehen. Dann wurde die Scheibe S gedreht und kam zu dem Fenster c.

Fig. 1.



Durch Änderung der Umdrehungsgeschwindigkeit und der gegenseitigen Lage der beiden Löcher konnte man die Zeit t, die a braucht, um von b nach c zu kommen, je nach der Abklingungszeit der phosphoreszierenden Substanz verändern. Diese wurde mittels eines Chronographen mit Stimmgabel gemessen. Dazu wurde folgende Anordnung benutzt. Mit der Achse der beweglichen Scheibe wurde ein Messingarm A verbunden, der bei der

Stellung von *a* gegenüber *b* mit einem isolierten Stift *m*, bei der Stellung von *a* gegenüber *c* mit dem zweiten isolierten Stift *n* leitend verbunden war.

Die beiden Stifte *m* und *n* wurden miteinander und mit dem einen Pole der Batterie *E*, der Arm *A* mit ihrem zweiten Pole verbunden. In den Stromkreis war der Elektromagnet *K* eingeschaltet, dessen Anker einen Schreiber *L* trug, dem gegenüber die Trommel *T* mit dem berußten Papier rotierte. Auf dem Papier schrieb neben dem Schreiber *L* auch die Stimmgabel *G*.

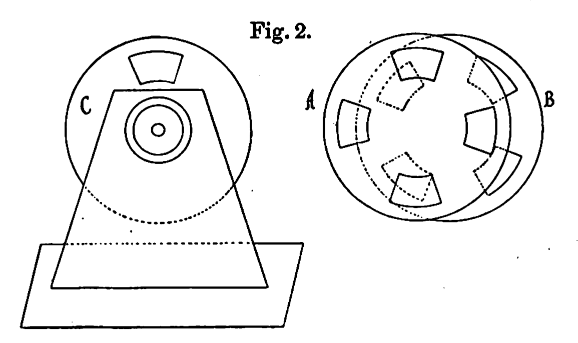
Die Messungen selbst wurden in folgender Weise ausgeführt. Zuerst wurde der Chronograph in Gang gesetzt, die Substanz bestrahlt; durch Drehen der Scheibe *S* wurde dann der Kontakt ($A - m$) gelöst; dann wurde zunächst so weit gedreht, daß die Substanz in das Gesichtsfeld des Fensters *c* gelangte, der Arm *A* aber den Stift *n* noch nicht berührte. Nach dem Abklingen des Leuchtens wurde der Kontakt geschlossen. Im Falle von Zinksulfid, wo zwei Stadien des Leuchtens zu beachten sind, ein sehr schnell abklingendes und dann ein langsam abklingendes Nachleuchten, verfährt man so, daß die Scheibe *S* nach der Belichtung der Substanz nur so weit gedreht wird, daß zwar die Substanz im Gesichtsfelde erschien, der Arm *A* aber den Stift *n* noch nicht berührte. Nach dem Abklingen des Leuchtens des ersten Stadiums (wobei ungefähr $^3/_4$ von der Anfangsintensität verschwunden, also nur $^1/_4$ übrig blieb) wird der Kontakt für einen Augenblick geschlossen und wieder geöffnet, und erst dann wieder geschlossen, wenn das Phosphoreszenzlicht des zweiten Stadiums vom Auge nicht mehr wahrgenommen werden konnte. Im allgemeinen entstanden auf den Chronographkurven neben der Wellenkurve der Stimmgabel zwei Zeichen (im Falle des Zinksulfids drei) des Schreibers *L*, von denen das eine angab, wann die Bestrahlung der Substanz beendet war, das zweite, wann das Phosphoreszenzlicht nicht mehr von dem Auge wahrgenommen wurde. In Tabelle 1 sind einige Zahlen angegeben, die den chronographischen Messungen entnommen sind, wobei die zwischen zwei Zeichen (bzw. zwischen dem ersten und dem zweiten, und zwischen dem zweiten und dem dritten beim Zinksulfid) liegenden Schwingungen in Sekunden umgerechnet wurden. Die auf eine Sekunde treffende Zahl von Schwingungen wurde besonders bestimmt.

Tabelle 1.

Substanz	Zeit des Abklingens des Phosphoreszenzlichtes
Gelatine mit Chininbisulfat (frisch getrocknet) .	0,904 Sek.
„ nach dreistündigem Liegen	0,72 „
„ „ zwei Tagen	0,52 „
Anthracen [1])	0,48 „
ZnS	I. Stadium 0,90 Sek. II. „ 2,5 Min.

Phosphoroskop. Die ersten definitiven Messungen wurden mit dem von E. WIEDEMANN [2]) angegebenen Phosphoroskop ausgeführt. Bei ihm dient als treibende Kraft ein sinkendes Gewicht, das durch eine Reihe von Zahnrädern auf die Trommel des Phosphoroskops wirkt. Da bei den späteren Versuchen ein großer Raum

Fig. 2.



im Phosphoroskop benötigt war [3]), so benutzte ich bei diesen ein einfaches Phosphoroskop von großen Dimensionen mit Motorbetrieb.

Das Phosphoroskop bestand (Fig. 2) im wesentlichen aus zwei parallelen Scheiben A und B von 22,5 cm Durchmesser, die auf einer horizontalen Achse aufgesetzt waren. Jede Scheibe hatte je vier gleiche Ausschnitte; dabei entsprachen die Ausschnitte der einen den Zwischenräumen der zweiten.

---

[1]) Diese und andere Substanzen wurden vom Verfasser mittels einer verfeinerten (lichtelektrischen) Methode auf ihr Abklingen eingehend untersucht und die Resultate in den Sitzungsberichten der Physikalisch-Medizinischen Sozietät in Erlangen **45**, 1913 mitgeteilt.

[2]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. **34**, 460, 1888.

[3]) Vgl. M. GEIGER, Photolumineszenzerscheinungen bei einfachen Körpern und festen Lösungen. Diss. Erlangen 1907.

Eine äußere Lichtschutzkapsel (C) hatte zwei gegenüberliegende Öffnungen: die eine auf der Vorderfläche war der Lichtquelle, die andere auf der Rückfläche dem Beobachter zugekehrt. Aus der Größe der Ausschnitte der Scheiben und ihrer gegenseitigen Verdrehung ergibt sich bei vorgegebener Umdrehungsgeschwindigkeit die Zeit, welche zwischen dem Ende der Belichtung und dem Beginn der Beobachtung verstreicht.

Bei dem von mir verwendeten Phosphoroskop war die Verdrehung der Scheiben gleich 22,25°. Die Zeit t ermittelt sich aus der Proportion:

$$t : \frac{1}{N} = 22{,}25 : 360, \qquad 1)$$

wobei N die Umdrehungszahl der Scheiben pro Sekunde ist. Durch Änderung der Umdrehungszahl N läßt sich bekanntlich die zwischen dem Moment der Belichtung und dem der Beobachtung liegende Zeit t beliebig variieren, so daß die Stadien des Abklingens sich einzeln[1]) verfolgen lassen. Bei den vorliegenden Versuchen liegt t zwischen $0{,}9 . 10^{-3}$ und $2{,}8 . 10^{-3}$ Sekunden.

Intensitätsbestimmung. Das Phosphoreszenzlicht der untersuchten Substanzen wurde mittels eines von E. WIEDEMANN im Anschluß an F. ZÖLLNER[2]) konstruierten Polarisationsspektrophotometers spektral zerlegt und mit dem durch passende Lichtfilter gegangenen Lichte einer viervoltigen Glühlampe verglichen. Die Spannung an dieser wurde konstant gehalten. Im Falle der eosinhaltigen Gelatine bestand das Phosphoreszenzlicht aus drei Banden: einer roten, grünen und blauen. Die grüne Bande war die hellste, diese wurde vor allem photometriert. Die in den verschiedenen Stadien beobachteten Intensitäten J_1 und J_2 wurden aus der Gleichung[3]) ermittelt:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{sin^2 \omega_1}{sin^2 \omega_2}, \qquad 2)$$

wobei J_1, J_2 die zwei zu bestimmenden Intensitäten, ω_1 und ω_2 die zugehörigen Winkel bedeuten, um die das NICOLsche Prisma

---

[1]) Über die Anwendung der TALBOTschen Gesetze zur Berechnung der Beobachtungen mit dem Phosphoroskop siehe E. WIEDEMANN und MESSERSCHMITT, Wied. Ann. 34, 463, 1888.

[2]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 34, 460, 1888.

[3]) l. c., S. 462.

bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit des Gesichtsfeldes gedreht wurde. Diejenige Intensität, die einer Drehung um 1° entsprach, wurde gleich 1 angenommen.

Eigenschaften der Gelatinehäutchen.

1. Die in der früher beschriebenen Weise hergestellten Gelatinehäutchen zeigten bei der Belichtung mit einer Bogenlampe unter dem Lichteinfluß eine bemerkenswert schnelle Entfärbung, infolge einer Zersetzung des Farbstoffes. Bedeckt man das Gelatinehäutchen mit einem Stück Blech, so zeigt der bedeckte Teil, bei einer Belichtung von 10 Minuten, keine Entfärbung, während der ungeschützte Teil entfärbt war. Besonders geeignet war dazu nur schwach gefärbte Gelatine. Die Erscheinung erinnert sehr an die Körperfarbenphotographie von O. Wiener[1]). Nähere Untersuchungen sollen noch angestellt werden.

2. Das Phosphoreszenzlicht der Gelatinehäutchen klang schneller oder weniger schnell ab, je nachdem sie kürzere oder längere Zeit nach ihrer Herstellung untersucht wurden. Die frisch getrocknete Gelatine leuchtete weit länger nach als schon ältere, die in Luft aufbewahrt war. Die getrocknete Gelatine ist aber sehr hygroskopisch; dies hat vor allem J. Frank[2]) quantitativ nachgewiesen, und dies haben die später im Physikalischen Institut Erlangen angestellten Untersuchungen über Quellungswärme von E. Rosenbohm[3]) bestätigt. Der Grund für das verschiedene Verhalten der einzelnen Häutchen dürfte wohl in ihrem verschiedenen Wassergehalt liegen. Um dies zu prüfen, wurde das Abklingen des Phosphoreszenzlichtes von trockener und feuchter gefärbter Gelatine untersucht.

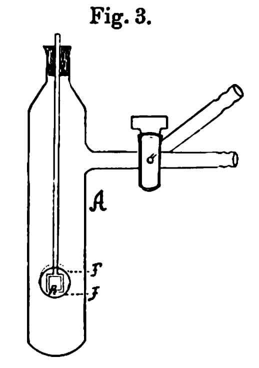
Untersuchungsmethode des Phosphoreszenzlichtes. In eine Glasröhre A (Fig. 3) waren seitlich zwei einander gegenüberliegende Quarzfenster (F und F'') eingesetzt. In die Röhre war ein Draht eingeführt, der in einem Gummistopfen befestigt war. An dem Draht war ein Rahmen R befestigt, dessen Fläche parallel den beiden Quarzfenstern gestellt wurde, auf ihm wurde die phosphoreszierende Substanz befestigt. Ein Dreiweghahn gestattete,

---

1) O. Wiener, Wied. Ann. 55, 225, 1895.
2) J. Frank, Kolloidchem. Beihefte 4, 195, 1913.
3) E. Rosenbohm, Erlanger Dissertation 1913.

die Luft aus der Röhre auszupumpen bzw. Wasserdampf in sie einzulassen. Zuerst wurde die frisch getrocknete eosinhaltige Gelatine in die Röhre A gebracht, diese mit einer Wasserstrahlluftpumpe evakuiert und mit trockener Luft gefüllt. Dann wurde die Substanz mit einer Bogenlampe bestrahlt, deren Licht zur Abhaltung langwelliger Strahlen zuerst durch ein Absorptionsgefäß mit einer Kupferammoniaklösung hindurchging. Die Konstanz der Intensität des Bogenlichtes wurde mit einem Martensschen Photometer, das seitlich an dem Gehäuse der Bogenlampe befestigt war, bei jeder Versuchsreihe (d. h. für jede einzelne Umdrehungsgeschwindigkeit der Phosphoroskopscheiben) geprüft.

Fig. 3.



Der Motor am Phosphoroskop gestattete, die Umdrehungszahl der Phosphoroskopscheiben zwischen 1350 bis 4000 pro Minute zu ändern. Diese wurde mittels eines Tachymeters (von der Firma Korn, Großzschocher-Leipzig) gemessen. Es wurde zuerst eine so kleine Umdrehungszahl gewählt, daß man die Substanz gerade noch leuchten sieht. Dann wurden, während die Umdrehungsgeschwindigkeit und die erregende Lichtintensität konstant gehalten wurden, die Messungen der Intensität des Phosphoreszenzlichtes mittels des oben erwähnten Photometers vorgenommen. Hierauf wurde die Umdrehungsgeschwindigkeit des Phosphoroskops vergrößert, und ebenso wie oben verfahren. Dadurch läßt sich die Intensität des Phosphoreszenzlichtes für verschiedene Zeitmomente bestimmen. Bei jeder einzelnen Bestimmung wurden sechs Ablesungen am Photometer gemacht, aus den sechs Drehungswinkeln des Nicolschen Prismas der Mittelwert genommen und dann J nach Formel 2) berechnet.

Ebenso wurde die Intensität des Phosphoreszenzlichtes der gefärbten feuchten Gelatine gemessen. Dazu wurde die Röhre A wieder evakuiert, Wasserdampf eingelassen, und dann eine Zeit (etwa 10 bis 15 Minuten) gewartet, bis die Gelatine Wasser aus der Umgebung aufgenommen hatte. Die Intensitätsmessungen wurden wie oben ausgeführt. In den Tabellen 2, 3, 4 und 5 seien aus einer großen Reihe von Versuchen einige Resultate zusammengestellt. Hier bedeutet t die Zeit zwischen der Belichtung und der

Tabelle 2. Trockene Gelatine mit Eosin (I).

t Sek.	ω	J	α	$\alpha_{mittl.}$
0,9 . 10^{-3}	47	1756	—	—
1,0 "	35	1080	4,86	—
1,23 "	25	586	2,66	—
1,39 "	15	225	4,22	3,8
1,46 "	14	192	2,70	—
1,8 "	8	63	3,03	—
2,2 "	4,5	20	3,06	—

Tabelle 3. Feuchte Gelatine mit Eosin (I').

t Sek.	ω	J	α	$\alpha_{mittl.}$
0,9 . 10^{-3}	25	586	—	—
1,0 "	19	348	5,14	—
1,12 "	14	192	5,31	5,5
1,23 "	9,5	89	6,03	—

Tabelle 4. Trockene Gelatine mit Eosin (II).

t Sek.	ω	J	α	$\alpha_{mittl.}$
0,9 . 10^{-3}	39	1300	—	—
1,06 "	30	820	3,04	—
1,19 "	23,5	522	3,47	—
1,23 "	22	461	3,10	2,9
1,37 "	19	348	2,10	—
1,7 "	12	142	2,72	—
2,05 "	7	50	2,98	—

Tabelle 5. Feuchte Gelatine mit Eosin (II').

t Sek.	ω	J	α	$\alpha_{mittl.}$
0,9 . 10^{-3}	30	820	—	—
1,0 "	21	421	6,67	—
1,12 "	15	219	5,45	6,2
1,23 "	11	119	5,52	—
1,4 "	6	36	7,05	—

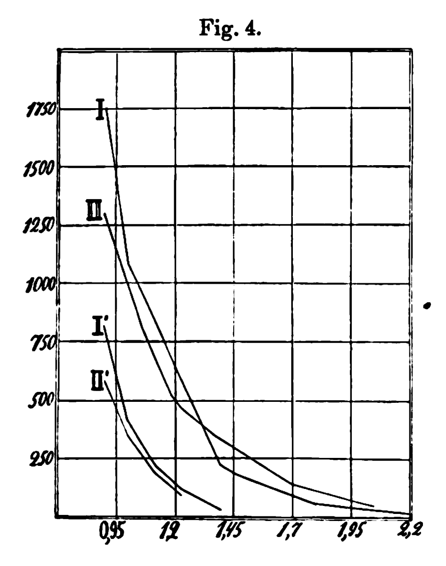
Beobachtung [berechnet nach Formel 1), S. 415], ω den abgelesenen Drehungswinkel am NICOLschen Prisma (Mittelwert aus sechs Ablesungen), J die nach der Formel 2) (S. 415) berechnete Intensität des Phosphoreszenzlichtes, α die Größen der Abklingungskonstante, die aus der Formel[1])

$$\alpha = \frac{2{,}302\,(\lg J_2 - \lg J_1)}{t_1 - t_2} \qquad 3)$$

ermittelt wurden, wobei t und J aus der entsprechenden Tabelle entnommen wurden, und $\alpha_{\text{mittl.}}$ den aus den α genommenen Mittelwert.

Die Abweichungen der Mittelwerte der Tabelle 2 und 4 bzw. 3 und 5 lassen sich durch die verschiedene Vorgeschichte der

Fig. 4.



Gelatine erklären. Fig. 4 gibt die Abklingungskurven der eosinhaltigen Gelatine; hier bedeuten I und II die Kurven der trockenen Gelatine, I′ und II′ diejenigen der feuchten. Als Abszissen sind t, als Ordinaten J aufgetragen.

[1]) Zunächst kann es sich nur um eine Bestimmung der Größenordnung und um den Gang der Abklingungskonstante α handeln; ich habe mich daher begnügt, die BECQUERELsche einfache Formel mit der an ihr angebrachten ersten Korrektion von E. WIEDEMANN (Wied. Ann. **34**, 459, 1888) zu benutzen; dagegen habe ich darauf verzichtet, seine strengere Formel und erst recht die strengste von H. BECQUEREL (C. R. **113**, 618, 1891) zu verwenden.

Aus diesen Tabellen geht hervor, daß das Abklingen bei feuchter Gelatine viel schneller erfolgt als bei trockener, und dies steht mit den Resultaten von E. WIEDEMANN in Einklang.

Resultate.

1. Schwach mit Eosin gefärbte Gelatinehäutchen zeigen eine große Lichtempfindlichkeit.

2. Das Abklingen des Phosphoreszenzlichtes mit Eosin gefärbter Gelatine läßt sich durch eine Exponentialfunktion darstellen.

3. Das Phosphoreszenzlicht der frisch getrockneten, mit Eosin gefärbten Gelatine klingt langsamer ab als das der feuchten.

Die obige Arbeit wurde im Sommer 1913 in dem von Geheimrat Prof. E. WIEDEMANN geleiteten Physikalischen Institut der Universität Erlangen ausgeführt.

Ionenwolken in feuchter expandierter Luft;
von G. Quincke.

(Eingegangen am 19. April 1914.)

Die Wolken, welche in mit Wasserdampf gesättigter Luft nach plötzlicher Ausdehnung in einem elektrischen Felde bei Einleiten von Radium- oder Röntgenstrahlen auftreten und von C. T. R. Wilson[1]) bei momentaner Beleuchtung mit Quecksilberfunken photographiert worden sind, zeigen dieselben Formen wie Metallsalzvegetationen oder wie die positiv und negativ elektrischen Staubfiguren auf Harzkuchen.

Die positiven und negativen Gasionen und andere elektrische Emanationen der Röntgenstrahlen sind hygroskopisch, kondensieren aus der feuchten Luft, auch ohne Expansion, flüssiges Wasser, in welches nachfolgende Gasionen und mitgerissene Luft eindringen. Es entstehen ionenhaltige Luftbläschen und kleine mit ähnlicher Luft gefüllte aneinander hängende Schaumkammern, mit Wänden aus flüssigem Wasser, weiße lufthaltige langgestreckte Schaummassen.

Gasionen und andere elektrische Emanationen lösen sich in flüssigem Wasser zu ölartigen Flüssigkeiten F_1 und F_2 mit großer oder kleiner Viskosität, welche Schaumwände I. und II. Art in dem kondensierten Wasser bilden.

Viskosität und Oberflächenspannung dieser Emanationslösungen hängen von Konzentration und Qualität der gelösten Emanationen ab. Mit steigender Konzentration nimmt die Viskosität der Emanationslösung zu, die Oberflächenspannung ab. Dünne unsichtbare Schichten dieser elektrischen Emanationslösungen überziehen die langgestreckten Wolkenstreifen und die Wände der kleinen luftgefüllten Schaumkammern.

Die Emanationslösung an der Oberfläche der Wolkenstreifen ist die dünne unsichtbare Wand einer mit lufthaltigen Schaummassen gefüllten Röhre, welche unter dem Einfluß der Oberflächenspannung sich krümmt, je nach dem kleineren oder größeren

---

[1]) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) 87, 277—292, Plates 6—9, 1912.

Wassergehalt spitze oder runde Köpfe, Anschwellungen und Einschnürungen bildet und dann weiter in eine Reihe Schaumflocken oder runder Blasen von periodisch wechselnder Größe zerfällt.

Im Inneren der Schaumflocken und Blasen bilden dünne unsichtbare Schichten ölartiger Emanationslösungen F_1 und F_2 zylindrische oder kugelförmige Schaumwände I. oder II. Art, welche unter verschiedenen Winkeln zusammentreffen, verschiedene Viskosität und verschiedene Oberflächenspannung haben, offene oder geschlossene aneinander hängende Schaumkammern umhüllen.

Form und Lage der unsichtbaren Schaumwände sind aus den eingelagerten Schaumflocken zu erkennen.

Unter dem Einfluß der Oberflächenspannung bilden die kleinen luftgefüllten aneinander hängenden Schaumkammern mit kugelförmigen Wänden aus Flüssigkeit F_2 von kleiner Viskosität runde Schaumflocken mit einer Oberfläche wie eine Brombeere.

Andere Schaumflocken der Röntgenstrahlen haben die Struktur von Sphärokristallen mit Schaumwänden I. Art aus ölartiger Emanationslösung F_1 von großer Viskosität, welche konzentrische Kugelschalen und radiale Röhren mit geraden und zurückgebogenen Enden und runden Köpfen bilden. In den Kugelschalen oder im Inneren der radialen Röhren liegen einzelne runde Schaumflocken.

Durch die Wände der mit Luft und Gasionen oder mit Wasser und elektrischen Emanationen gefüllten Schaumkammern diffundieren Luft, Gasionen, Wasser und elektrische Emanationen. Die Luft nach den Stellen mit kleinerem Partiardruck. Die kleinen Schaumkammern vergrößern ihr Volumen; die langgestreckten Röhren mit Anschwellungen und runden Köpfen, die runden Schaumflocken und die Sphärokristalle quellen auf; um so schneller, je dünner die Schaumwände sind, je weniger Wasser sich kondensiert hat.

Daher sind die aufgequollenen Röhren, runden Schaumflocken und Sphärokristalle bei elektrischer Bestrahlung vor der Expansion der feuchten Luft mit wenig kondensiertem Wasser größer als bei elektrischer Bestrahlung nach Expansion der feuchten Luft mit mehr kondensiertem Wasser.

Die radialen Röhren der Sphärokristalle quellen durch Diffusion am Fuß der Röhren, wachsen über die äußere Kugelfläche heraus und krümmen sich infolge der Oberflächenspannung.

Die Photographien der Wasserwolken mit Röntgenstrahlen zeigen Wolkenpaare von sehr ähnlicher und doch etwas verschiedener Form, als ob dieselbe Wolke in zwei verschiedenen Lagen von zwei aufeinander folgenden Quecksilberfunken beleuchtet worden wäre.

Die α-Strahlen des Radiums bilden kleine runde Schaumflocken und gerade schmale Wolkenstreifen mit spitzen Enden und mit weißen Schaummassen oder Reihen runder Schaumflocken im Inneren. Daneben diffuse Wolkenstreifen mit Anschwellungen, Einschnürungen und runden Köpfen.

Die Wasserwolken der Radiumstrahlen haben etwas andere Formen, enthalten zum Teil mehr Schaumwände I. Art oder elektrische Emanationslösungen größerer Viskosität als die Wolken der Röntgenstrahlen.

Die elektrischen Emanationen der Radium- und Röntgenstrahlen sind also von verschiedener Qualität.

Jeder einzelne runde oder anders gestaltete Schaumflocken der Ionenwolken aus feuchter Luft, mit Röntgen- oder Radiumstrahlen erzeugt, enthält mehrere, vielleicht viele, Gasionen und elektrische Emanationen.

Unrichtig und nicht in Übereinstimmung mit den Formen und Formänderungen der Ionenwolken ist die Annahme, daß die ganze in der expandierten Luft kondensierte Wassermenge bei Durchstrahlung mit Röntgenstrahlen in den Nebelwolken der ionisierten Luft enthalten ist, und daß diese Nebelwolken aus massiven Wassertröpfchen gleicher Größe bestehen, welche in jedem Tröpfchen ein +- oder —-Ion enthalten.

Die Tröpfchen fallen nicht mit konstanter Geschwindigkeit auf vertikalen Bahnen, welche durch Luftwirbel und vielleicht auch durch Belichtung gestört werden. Man ist nicht berechtigt, aus der Geschwindigkeit, mit der die Nebelwolke sinkt, die Größe der Tröpfchen und deren Anzahl zu berechnen. Dadurch werden auch die Messungen von J. J. THOMSON[1]) der elektrischen Ladung eines Ions fehlerhaft.

Heidelberg, den 18. März 1914.

---

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (5) **46**, 530, 1898; (6) **5**, 350, 1903.

Über die Bewegungsform elastischer Körper unter der Einwirkung auftreffender Schallwellen[1]; *von E. Waetzmann.*

(Erste Mitteilung.)

(Eingegangen am 23. April 1914.)

Damit die Form einer Schallwelle, die aus mehreren sinusförmigen Komponenten von verschiedenen Perioden additiv zusammengesetzt ist, durch die erzwungenen Schwingungen eines von dieser Welle erregten Körpers getreu wiedergegeben wird, darf bekanntlich keine der Teilperioden der auffallenden Welle in der Nähe irgend einer Eigenperiode des mitschwingenden Körpers liegen. Man pflegt deshalb als Regel hinzustellen, daß diese Eigenperioden entweder so hoch wie möglich oder so tief wie möglich zu legen sind. Im ersteren Falle tritt jedoch, abgesehen davon, daß die höher liegenden Komponenten der Welle dann immer noch bevorzugt sind, die Schwierigkeit auf, daß der registrierende Körper zu unempfindlich wird. Deshalb ist bei der Konstruktion von schallregistrierenden Apparaten das Bestreben vielfach darauf gerichtet, Vorrichtungen mit nur einer Eigenperiode zu konstruieren und diese so tief wie möglich zu legen. Auch das ist, wie wir sehen werden, ein prinzipiell falscher Weg. Man muß vielmehr von Fall zu Fall passende Kompromisse schließen; ganz beseitigen läßt sich der Einfluß der Eigenperioden überhaupt nicht.

Es herrscht nun allgemein die Ansicht, daß eine sinusförmige Welle von bestimmter Periode den schwingungsfähigen Körper, auf den sie auftrifft, wieder zu einer rein sinusförmigen Schwingung von der gleichen Periode erregt. Und ferner, daß eine komplizierte Schallwelle den erregten Körper in Schwingungen versetzt, deren Form sich nur dadurch von der Form der auftreffenden Welle unterscheiden kann, daß die sinusförmigen Komponenten der erzwungenen Schwingungen ein anderes Intensitätsverhältnis

---

[1]) Vorgetragen am 26. November in der Schlesischen Gesellschaft für vaterländische Kultur.

besitzen als die der auffallenden Welle. Dabei ist vorausgesetzt, daß das Kraft- und Dämpfungsgesetz, denen der erregte Körper gehorcht, linear sind. Aber auch unter dieser einschränkenden Voraussetzung braucht die skizzierte Ansicht, wie im folgenden gezeigt werden soll, nicht richtig zu sein. Vielmehr können Verzerrungen auch in der Richtung auftreten, daß sinusförmige Komponenten von solchen Perioden entstehen, die in den Schwingungen der Schallquelle überhaupt noch nicht enthalten sind.

Wir gehen von einer einfachen Tonwelle aus und knüpfen an die bekannte Erscheinung des sogenannten Schalldruckes an. Wir nehmen vereinfachend an, daß wir es mit einem „physikalischen Massenpunkt" mit nur einer Eigenperiode zu tun haben, also etwa mit einer starren Platte, die an einer elastischen Feder befestigt ist, die dem gewöhnlichen linearen Kraftgesetz gehorcht. Wirkt zunächst eine sinusförmig veränderliche Kraft auf die Platte, so hat man anzusetzen:

$$mx'' + kx' + a^2x = f \sin 2\pi p t, \tag{1}$$

und man pflegt diese Gleichung als die mathematische Formulierung des Vorganges anzusehen, der sich abspielt, wenn eine einfache Tonwelle auf m auffällt. Da aber, wie bekannt, eine Tonwelle, die auf eine reflektierende Wand auftrifft, neben den periodischen Druckschwankungen noch einen einseitigen Überdruck auf die Wand ausübt, so stellt dieser Ansatz den physikalischen Vorgang nicht vollständig dar. Es ist vielmehr auf der rechten Seite von 1) additiv ein Glied D hinzuzufügen, welches den — in der Berechnung von Lord Rayleigh konstanten — Schalldruck repräsentiert.

Die Druckkraft der Schallwellen ist nach Lord Rayleigh[1]) bei einer Luftwelle gleich $\frac{1}{2}(\gamma + 1)\varepsilon$, worin γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen und ε die sekundliche Energie, dividiert durch die Schallgeschwindigkeit, oder mit anderen Worten die Energiedichte ist. Für eine schwingende Platte erhält der Schalldruck jedenfalls einen anderen Wert als für eine feste reflektierende Wand, indem jetzt die Reflexionsgesetze an bewegten Spiegeln zu benutzen sind. Da aber die Bewegungsrichtung der Platte dauernd wechselt, ihre Elongationen klein gegen die Wellen-

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (6) 10, 364, 1905.

*

länge und ihre mittlere Geschwindigkeit klein gegen die Schallgeschwindigkeit ist, so wird es für orientierende Überlegungen erlaubt sein, mit dem obigen RAYLEIGHschen Wert zu rechnen. Die quantitativen Verhältnisse können sich allerdings je nach dem Amplitudenverhältnis von Luft- und Plattenschwingungen sehr wesentlich ändern.

Das Zusatzglied D könnte nur in dem einen Falle $= 0$ werden, daß m von der auffallenden Energie erstens nichts reflektiert und zweitens die gesamte aufgenommene Energie nach vorwärts, in Richtung der auftreffenden Welle, weitergibt. Das ist eine Annahme, die für den Verlauf einer Welle in einem homogenen Medium zutrifft. Spricht man von erzwungenen Schwingungen und nicht von Wellen, so liegt dem immer der Gedanke zugrunde, daß eine Störung der Homogenität vorhanden ist, daß in irgend ein homogenes Medium ein fremder Körper eingebettet ist, auf den eine Welle auftrifft. Für diesen Fall hat D stets einen Wert von endlicher Größe. Wenn also Gleichung 1) als angenäherte Darstellung für den Fall des Auftreffens einer Tonwelle auf eine am Rande befestigte Membran benutzt werden soll, so ist auf der rechten Seite das Glied D stets hinzuzufügen. Ist D groß genug, so schwingt der von einer Tonwelle getroffene „Massenpunkt" nicht symmetrisch zur ursprünglichen Ruhelage, sondern um eine gegen die Ruheebene verschobene Ebene.

Zur Beurteilung der Frage, ob das Glied D in einem experimentell herstellbaren Falle je so groß werden kann, daß es einen merklichen Einfluß auf die Bewegungsform von m bekommt, sind folgende zwei Punkte zu berücksichtigen: Erstens das Verhältnis der Größe D der einseitigen Druckkraft zu dem maximalen Druckwert f (Gleichung 1) der periodischen Druckschwankungen, und zweitens das Verhältnis zwischen der Größe A_c der einseitigen Verschiebung von m und seiner Schwingungsamplitude A_p, bei gegebenem Größenverhältnis von D und f.

Was den ersten Punkt anlangt, so haben TOEPLER und BOLTZMANN[1]) eine Formel aufgestellt für das Verhältnis zwischen f, dem Maximum des periodisch schwankenden Druckes an einer reflektierenden Wand, und dem Atmosphärendruck. Dieses Verhältnis steht in einer bestimmten Beziehung zur Energiedichte.

[1]) A. TOEPLER und L. BOLTZMANN, Pogg. Ann. **141**, 321, 1870.

Kombiniert man die TOEPLER-BOLTZMANNsche Formel mit der oben erwähnten RAYLEIGHschen, so ergibt sich ungefähr $D = \frac{h^2}{20000}$, wobei h in Zentimeter Wasser die Größe von f mißt. Nun hat ZERNOV[1]) bei einem kräftigen Ton von 256 Schwingungen ein h von etwa 3 cm gemessen, woraus D/f in diesem Spezialfall als etwa $\frac{1}{6000}$ folgt. Das hat ZERNOV experimentell bestätigt, indem er einerseits aus dem h und andererseits aus dem an einem Druckapparat gemessenen Schalldruck die Energiedichte berechnet. Beide Methoden führten zu gut übereinstimmenden Resultaten. Da das h durch die Intensität des Tones gegeben ist und D mit dem Quadrat von h wächst, so wird D/f mit wachsender Amplitude und Schwingungszahl des Tones größer, also der Einfluß von D merklicher. Wir wollen für unsere Überschlagsrechnung mit dem Verhältnis $\frac{1}{6000}$ rechnen, wobei wir uns klar sind, daß bei stark geänderten Versuchsbedingungen diese Zahl nicht einmal der Größenordnung nach richtig zu bleiben braucht.

Wir kommen nun zu dem zweiten Punkt, dem Verhältnis von A_c und A_p. Von vornherein ist klar, daß die Wirkung des Gliedes D unmerklich bleiben wird, wenn die Tonwelle auf eine Platte mit relativ hohem Eigenton, also starker elastischer Kraft, auffällt. A_c ist gleich derjenigen (konstanten) Elongation x, welche hervorgerufen werden muß, damit die rücktreibende elastische Kraft und der Schalldruck sich das Gleichgewicht halten, also

$$A_c = \frac{D}{a^2} = \frac{D}{m n_0^2},$$

wobei n_0 die Eigenschwingungszahl von m ist. Wenn wir noch die Dämpfung — übrigens für die meisten Fälle zu unseren Ungunsten — vernachlässigen und vorläufig $D = f$ annehmen, so ist:

$$\frac{A_c}{A_p} = \begin{cases} 1 - \left(\frac{p}{n_0}\right)^2 & \text{für } p < n_0. \\ \left(\frac{p}{n_0}\right)^2 - 1 & \text{für } p > n_0. \end{cases}$$

[1]) W. ZERNOV, Ann. d. Phys. (4) **21**, 131, 1906.

Ist also die Periodenzahl p des erregenden Tones sehr viel kleiner als n_0, so ist die Verschiebung A_c, welche eine konstante äußere Kraft D hervorruft, angenähert gleich der Amplitude A_p, welche durch $f \sin 2\pi p t$ hervorgebracht wird, vorausgesetzt, daß D und f gleich sind. In Wirklichkeit ist aber f der Größenordnung nach etwa 6000 mal größer als D. Infolgedessen kann der Schalldruck eine merkliche Wirkung auf eine Membran (Massenpunkt) nicht ausüben, solange p klein ist gegenüber n_0.

Wird aber p wesentlich größer als n_0, fällt also ein sehr hoher Ton auf einen Körper von relativ kleiner Eigenschwingungszahl auf, so ändert sich die Sachlage vollkommen. Ist z. B. $n_0 = 10$ und $p = 800$, so ist, wenn D und f gleich sind, A_c das etwa 6000fache von A_p, und da bei einer auffallenden Tonwelle D den etwa 6000. Teil von f beträgt, so würde in diesem Falle das Glied D schon eine einseitige Verschiebung von annähernd der gleichen Größe wie die Schwingungsamplitude ist, hervorrufen. Steigt p auf das Doppelte, $p = 1600$, so würde A_c etwa viermal so groß sein als A_p. Man sieht also, daß für $p > n_0$ das Glied D nicht von vornherein vernachlässigt werden darf, vielmehr eine sehr merkliche einseitige Verschiebung von m hervorrufen kann. Je intensiver die Töne werden, um so mehr wächst noch, wie oben auseinandergesetzt ist, A_c gegenüber A_p.

Solange eine einfache Tonwelle von konstanter Amplitude auf m auffällt, ist das Glied D ziemlich uninteressant. Es stellt dann einfach den einseitigen Überdruck der Tonwelle dar und eventuell noch Obertöne des Primärtones, worauf wir später zurückkommen. Sobald aber eine komplizierte Schallwelle auffällt, in welcher Maxima und Minima der Amplitude miteinander abwechseln, enthält D eine große Zahl von neuen Tönen, deren Perioden und Intensitäten von der Art des Amplitudenwechsels innerhalb der auffallenden Welle abhängen. Da die Größe des einseitigen Überdruckes mit der Amplitude einer auffallenden Tonwelle wächst, so folgt für eine komplizierte Welle, daß die Bewegungsform von m gegenüber der Form der auffallenden Welle in dem Sinne verändert wird, daß seine Schwingungsminima nahe an der ursprünglichen Ruhelage erfolgen, die Maxima dagegen einseitig von ihr

abgedrängt sind. Dabei ist vorausgesetzt, daß n_0 relativ klein ist.

Trifft speziell, um ein einfaches Beispiel zu wählen, eine typische Schwebungswelle auf m auf, die aus zwei Tonwellen von gleichen Amplituden und nur wenig verschiedenen Wellenlängen entstanden ist, und ist das Verhältnis $p:q$ der Schwingungszahlen der beiden Primärtöne ein solches, daß ihr größter gemeinsamer Teiler (die Periodenzahl der Resultierenden) gleich der Schwebungsanzahl ist, so ist D periodisch nach $p-q$. Es würde also in der resultierenden Bewegung von m neben den Perioden der Primärtöne p und q in erster Linie noch eine Komponente von der Periodenzahl $p-q$ enthalten sein — ein „Stoßton" oder Differenzton erster Ordnung. Wir sehen also gleichzeitig aus unserem Beispiel, daß der in der vorliegenden Arbeit entwickelte Gedanke für die Theorie der Kombinationstöne von Wichtigkeit ist, worüber demnächst ausführlich berichtet werden wird.

Die theoretische Formulierung für unser Beispiel würde also sein:

$$mx'' + kx' + a^2 x = f \sin 2\pi p t + g \sin 2\pi q t + D, \tag{2}$$

worin D sich additiv zusammensetzt aus dem konstanten einseitigen Überdruck und aus einer Anzahl von neuen Tönen mit den Periodenzahlen $p-q$ und ganzzahligen Vielfachen von $p-q$. Natürlich könnte man unser Beispiel auch etwas anders formulieren. Da es sich aber vorläufig nur um die Entwickelung des prinzipiellen Gedankens handelt, so scheint mir hierfür die obige Form die geeignetste zu sein.

Es bleibt natürlich für die theoretische Physik noch die Aufgabe, quantitativ festzustellen, welches die Intensitäten der neu entstehenden Töne sind. Aus der RAYLEIGHschen Theorie des Schalldruckes heraus ist das nicht ohne weiteres möglich. Daß RAYLEIGH den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Effekt nicht gefunden hat, liegt daran, daß er davon ausgeht, den zeitlichen Mittelwert der Druckschwankungen zu berechnen, die an einer reflektierenden Wand beim Auftreffen einer Schallwelle stattfinden. Ist dieser Mittelwert nicht gleich Null, sondern hat einen positiven Wert, so bedeutet das eben, daß auf die Wand ein einseitiger Überdruck ausgeübt wird. Für den Fall einer einfachen Tonwelle von konstanter Amplitude weiß man damit so ziemlich alles, was zu wissen erwünscht ist. Es werden freilich

die periodischen Druckschwankungen derartige sein, daß sie neben dem einseitigen Überdruck und dem ursprünglichen Ton noch dessen Obertöne geben. Ein experimenteller Anhaltspunkt für diese Annahme liegt aber bisher nicht vor. Wenn dagegen eine komplizierte Schallwelle, z. B. eine Schwebungswelle, auffällt, so schwankt die Größe des „Schalldruckes" periodisch. Dann kann aus einer Mittelwertsbildung über die Größe der Druckschwankungen nicht der gesamte Effekt erschlossen werden. Solche Mittelwertsbildung kann dann wieder nur den einseitigen Überdruck, nicht aber etwaige neu entstehende Töne ergeben. Hierzu muß vielmehr der gesamte zeitliche Verlauf des Druckes berechnet werden. Die exakte Berechnung wird, soweit sie möglich ist, zurzeit im hiesigen Institut ausgeführt.

Was die experimentelle Seite anlangt, so bedürfen meine bisherigen Versuche noch der Verbesserung und Ergänzung. Die Versuche sind nicht leicht anzustellen; neben der kolossalen Empfindlichkeit der benutzten Membranen usw. stören namentlich die vielen Eigenperioden derselben. Vor allem aber ist nicht leicht zu entscheiden, inwieweit in jedem Falle lineare Kraft- und Dämpfungsgesetze vorliegen. Es soll über alle diese Versuche demnächst im Zusammenhang berichtet werden.

Zusammenfassung. Es wird gezeigt, daß bei stehenden Wellen neben den primären Druckschwankungen und dem einseitigen Überdruck noch Druckschwankungskomponenten von ganz neuen Perioden auftreten, und es wird auf die Bedeutung dieser Tatsache für die Bewegungsform elastischer Körper hingewiesen.

Breslau, Physikalisches Institut, April 1914.

Zur Theorie der elektrischen Aufspaltung der Wasserstoffserie;

von E. Gehrcke.

(Eingegangen am 18. April 1914.)

Warburg[1]) gab zuerst eine Erklärung für die elektrische Aufspaltung der Wasserstofflinien, indem er an die Bohrsche Theorie des leuchtenden Wasserstoffatomes anknüpfte. Diese Erklärung stellt mehrere auffällige Eigentümlichkeiten der beobachteten Erscheinung richtig dar. Später haben Garbasso[2]), Gehrcke[3]) und Bohr[4]) ähnliche Formeln wie Warburg für die Größe der Aufspaltung $\delta\lambda$ der H-Linien abgeleitet. Die Formeln sind bei Einführung gemeinschaftlicher Bezeichnungen:

$$\delta\lambda = \pm \frac{h}{4\pi^2 cme} \cdot p^2 \lambda^2 . F \quad \text{(Warburg)} \qquad 1)$$

$$\delta\lambda = \pm \frac{3h}{4\pi^2 cme} \cdot (p^2 - q^2) \lambda^2 . F \quad \text{(Garbasso)} \qquad 2)$$

$$\delta\lambda = \pm \frac{h}{2\pi^2 cme} \cdot (p^2 - q^2) \lambda^2 . F \quad \text{(Gehrcke)} \qquad 3)$$

$$\delta\lambda = \pm \frac{3h}{8\pi^2 cme} \cdot (p^2 - q^2) \lambda^2 . F \quad \text{(Bohr)} \qquad 4)$$

Hieraus folgt, daß alle diese Formeln:

1. auf die gleiche Größenordnung der Aufspaltung der Linien von einigen Å-E für 10000 Volt-cm^{-1},
2. auf eine Proportionalität mit der elektrischen Feldstärke F,
3. auf eine Abhängigkeit von der Nummer p des Seriengliedes

führen. Diese drei Eigenschaften sind besonders kennzeichnend für die beobachtete Erscheinung, so daß man sagen kann, daß jede der obigen Formeln die Wirklichkeit bis zu einem gewissen Grade darstellt.

---

1) E. Warburg, Verh. D. Phys. G. **15**, 1259, 1913.
2) A. Garbasso, Phys. ZS. **15**, 123, 1914.
3) E. Gehrcke, ebenda. Siehe ferner ebenda S. 198 u. 344.
4) N. Bohr, Phil. Mag. (6) **27**, 506, 1914.

Für die nähere Prüfung der theoretischen Formeln liegen jetzt weitere Beobachtungen[1]) vor. Zunächst sei bemerkt, daß die Abhängigkeit der Größe $\delta \lambda$ von der Serienummer p für alle vier Formeln 1) bis 4) gleich ist, nicht aber die Abhängigkeit von der Wellenlänge λ. Da nämlich die BALMERsche Serienformel lautet:

$$\nu = \nu_0 \cdot \left[\frac{1}{q^2} - \frac{1}{p^2}\right],$$

so folgt:

$$p^2 - q^2 = \lambda_\infty \cdot \frac{q^2 p^2}{\lambda},$$

wenn λ_∞ die Wellenlänge des Serienendes bedeutet. Hieraus ergibt sich dann, da $q = 2$, für jede der Formeln 2) bis 4) ein Ausdruck von der Form:

$$\delta \lambda = \pm \text{ const } p^2 \lambda, \qquad 5)$$

während die Formel 1) geschrieben werden kann:

$$\delta \lambda = \pm \text{ const } p^2 \lambda^2. \qquad 6)$$

Die Konstante in den Gleichungen 5) und 6) hat für eine bestimmte Feldstärke einen bestimmten, genau zu berechnenden Wert, aber in jeder den Gleichungen 1) bis 4) entsprechend einen anderen.

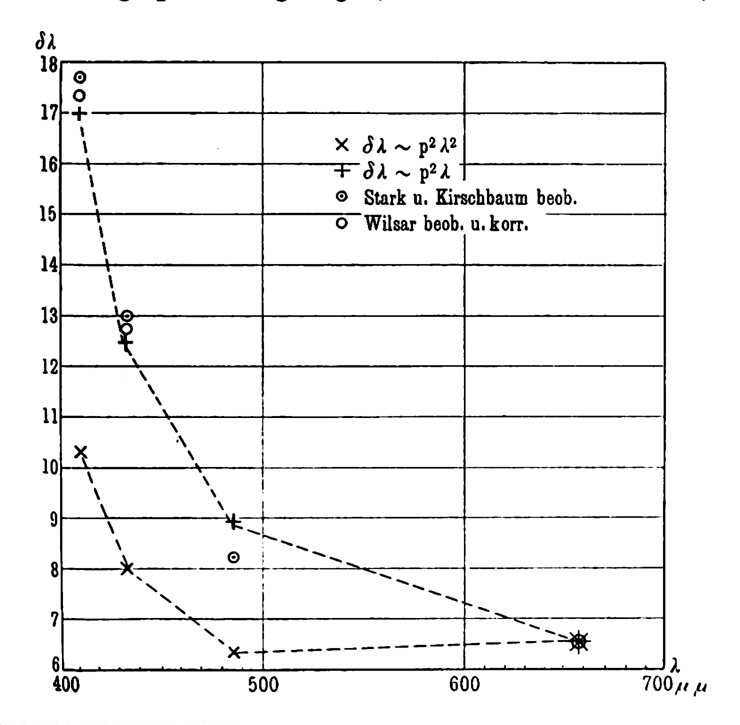
p	λ(Å E)	$p^2 \lambda$	$p^2 \lambda^2 . 10^{-5}$	$1{,}15 . 10^{-4} . p^2 \lambda$	$1{,}7 . 10^{-8} p^2 \lambda^2$	$2 \delta \lambda$ beobachtet	
						STARK u. KIRSCH-BAUM	WILSAR korr.
3	6563	59 067	3876	6,55	6,59	6,57	—
4	4862	77 790	3781	8,94	6,43	8,19	8,19
5	4341	108 520	4710	12,48	8,01	12,95	12,74
6	4102	147 670	6055	16,99	10,29	17,70	17,32

Die Beobachtungen an den Linien der BALMERschen Serie können nun zur Prüfung der Formeltypen 5) und 6) dienen. In obiger Tabelle sind die relativen Werte der Aufspaltungen im Felde 28 500 Volt pro Zentimeter zusammengestellt; die Zahlen von WILSAR sind aus der Tabelle I der WILSARschen Arbeit berechnet, und zwar aus den Messungen bei 63 000 Volt, welche gemäß Fig. 2 gut in die Feldkurve hineinfallen; die Absolutwerte dieser Werte

[1]) J. STARK und H. KIRSCHBAUM, Ann. d. Phys. (4) 43, 1026, 1914. H. WILSAR, Sitzungsber. Göttingen 1914.

WILSARS unterscheiden sich um etwa 10 Proz. von denen von STARK und KIRSCHBAUM und sind deshalb durch Multiplikation mit dem willkürlichen Faktor 1,105 an die für H_β gefundene Zahl von STARK und KIRSCHBAUM angeschlossen; ich tue dies, um die Messungen der verschiedenen Autoren besser miteinander vergleichen zu können.

In der Figur sind die Zahlen der letzten vier Vertikalreihen der Tabelle graphisch eingetragen; man sieht daraus deutlich, daß



der relative Gang der Beobachtungen durch Formeln vom Typus 5) besser dargestellt wird als durch solche vom Typus 6), doch scheint noch immer eine kleine Diskrepanz übrig zu bleiben.

Hinsichtlich des Absolutwertes $\delta\lambda$ der Linienaufspaltung, also der Werte der Konstanten in den Gleichungen 5) und 6), können die Formeln 1) bis 4) die Beobachtungen nur der Größenordnung nach wiedergeben; ob die Abweichung zwischen der BOHRschen Formel und den Beobachtungen auf Irrtümern in der elektrischen Feldmessung beruht, wie Herr BOHR glaubt, erscheint fraglich.

Man kann den von der Theorie abweichenden Werten von $\delta\lambda$ in dem von mir aufgestellten Atommodell leicht Rechnung tragen, während ich nicht sehe, wie dies bei den Theorien der anderen Autoren möglich ist. Wie ich bereits früher[1]) ausführte, springt z. B. das Elektron, welches eine der äußeren Komponenten einer elektrisch aufgespaltenen Linie erzeugt, in meinem Modell von einem polaren Ringe ab. Bezeichnet man den Breitenwinkel dieses Ringes mit φ, so folgt statt der Formel 3) die Gleichung:

$$\delta\lambda = \pm \frac{h \,.\, \sin\varphi}{2\pi^2 c m e}(p^2 - q^2)\lambda^2 F. \qquad 7)$$

Dann folgt aus 7) bei einiger Umformung:

$$\sin\varphi = \nu_0 \cdot \frac{\pi^2 m e}{2h \cdot \frac{\lambda}{\delta\lambda} p^2 F}.$$

Die Größe $\frac{\lambda}{\delta\lambda} p^2 F$ ist nach den Beobachtungen etwa $= 1{,}7 \,.\, 10^6$ für die Linien H_α, H_β, H_γ und H_δ. Da die Größe $\nu_0 \frac{\pi^2 m e}{2h}$ ungefähr $= 10^6$, so würde folgen $\varphi =$ etwa 40^0. Dieser Winkel von 40^0 käme also den polaren Ringen von H_α, H_β, H_γ, H_δ gemeinsam zu, sofern die Größe $\frac{\lambda}{\delta\lambda} \cdot p^2 F$ als konstant anzusehen ist. Anderenfalls hätten diese Linien etwas voneinander verschiedene Breitenwinkel φ.

Die Lage der übrigen polaren und äquatorialen Ringe läßt sich in gleicher Weise aus den anderen Komponenten finden, doch sei von der Berechnung der Zahlenwerte hier Abstand genommen.

Auch eine Unsymmetrie der Linienaufspaltung läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß das auf einem Ringe befindliche Elektron wegen des äußeren, richtenden Feldes das ganze System der Stufenflächen etwas verschiebt. Bei einem Vorzeichenwechsel des äußeren Feldes F sollte hiernach sowohl die relative Intensität der verschobenen Linien, als auch die Unsymmetrie selbst sich umkehren. Die erste dieser Folgerungen ist bereits durch die zitierten Versuche von Stark und Kirschbaum und von Wilsar bestätigt worden; die Prüfung der zweiten Folgerung steht noch aus.

[1]) E. Gehrcke, Phys. ZS. **15**, 346 ff. 1914.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die meisten der bisher vorliegenden Beobachtungen der elektrischen Aufspaltung der Wasserstoffserie in dem von mir vorgeschlagenen Modell zum Ausdruck gebracht werden können, nämlich: die Beträge der Aufspaltungen aller inneren und äußeren Komponenten und ihre Abhängigkeit von der Feldstärke und Seriennummer, Polarisationen und relative Intensitätsverhältnisse der Komponenten, Unsymmetrie der Aufspaltung.

Wie schon früher erläutert wurde, gibt dieses mechanisch-elektromagnetische Modell das optische und ultrarote Serienspektrum des Wasserstoffs richtig wieder. Will man die Entstehung der Röntgenstrahlspektren erklären, so kann man dies [1]) innerhalb dieses Modells durch Annahme einer besonderen Konstitution des Atomkerns tun, man kann z. B. (entsprechend dem Umstand, daß die H-Linien augenscheinlich sehr enge Doppellinien sind) annehmen, daß der einwertige, positive Kern des H-Atoms aus zwei äußerst nahen, positiven Ladungen und einem Elektron zusammengesetzt ist. Die Entfernung dieses Elektrons von den beiden positiven Ladungen würde von einer Größenordnung sein, wie sie die RUTHERFORDsche Theorie der Streuung der α-Strahlen fordert.

---

[1]) Ich nehme dieses Beispiel der Einfachheit halber, obgleich der Wasserstoff hinsichtlich seiner Röntgenfrequenzen aus naheliegenden experimentellen Gründen noch nicht untersucht ist.

Fabrikmäßige Darstellung von Merkurosulfat für Normalelemente.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 5. Mai 1914.)

Auf Anregung der Reichsanstalt hat sich die Firma „E. de Haën, Chemische Fabrik »List« G. m. b. H. in Seelze bei Hannover“ der Mühe unterzogen, Merkurosulfat für Normalelemente in größeren Mengen herzustellen unter Beachtung der ihr zu diesem Zweck gegebenen Anweisungen der Reichsanstalt.

Das Merkurosulfat wird unter einer gesättigten Lösung von Cadmiumsulfat aufbewahrt, so daß es zur Verwendung in Weston-Normalelementen (mit gesättigter Lösung) ohne weiteres zu verwenden ist, und kann in Flaschen zu $^1/_2$ kg, welche in der Reichsanstalt plombiert sind, von der Firma zum Preise von 50 ℳ pro Flasche bezogen werden.

Bekanntlich ergibt das im Handel bezogene Merkurosulfat häufig abweichende Werte der EMK[1]), während nach der von Herrn von Steinwehr angegebenen Fällungsmethode[2]), die auch von der Firma de Haën befolgt worden ist, ein stets gleichbleibendes Präparat erhalten wird. Der gesamte von der Firma hergestellte Vorrat wird der Reichsanstalt zugestellt und durch Herstellung von Probeelementen, die zwei bis drei Monate unter Beobachtung gehalten werden, auf sein Verhalten in elektrochemischer Hinsicht geprüft.

Die Firma erhält dann das Präparat in plombierten Flaschen zum Verkauf zurück, so daß jede Gefahr einer Verwechselung ausgeschlossen ist.

---

1) ZS. f. Instr. **21**, 76, 1901.
2) Ebenda **25**, 205, 1905.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. **30. Mai 1914.** **Nr. 10.**

Sitzung vom 8. Mai 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Rechnungsführer, Hr. **E. Jahnke**, erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1913 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag des Revisors, Herrn O. KRIGAR-MENZEL, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird ohne Widerspruch genehmigt.

Aus den nun folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat wie folgt hervor:

Hr. F. HABER, Vorsitzender.
Hr. H. RUBENS,
Hr. F. KURLBAUM,
Hr. M. PLANCK,
Hr. E. WARBURG,
Hr. W. NERNST,
Hr. A. KOEPSEL,
} Beisitzer.



Hr. H. BOAS,
Hr. E. GOLDSTEIN,
Hr. A. EINSTEIN, } Beisitzer.
Hr. E. JAHNKE, Rechnungsführer.
Hr. H. DU BOIS, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. R. POHL, Schriftführer.
Hr. J. FRANCK, stellvertretender Schriftführer.
Hr. O. KRIGAR-MENZEL,
Hr. A. WEHNELT, } Revisoren.
Hr. W. WESTPHAL, Bibliothekar.
Hr. F. KIEBITZ, stellvertretender Bibliothekar.
Hr. R. ASSMANN,
Hr. K. SCHEEL, } Redakteure der „Fortschr. d. Physik“,

letzterer zugleich Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. H. DIESSELHORST,	Hr. J. PRECHT,
Hr. J. ELSTER,	Hr. E. RIECKE,
Hr. H. GEITEL,	Hr. KARL SCHEEL,
Hr. W. KOHLRAUSCH,	Hr. W. VOIGT,
Hr. G. LEITHÄUSER,	Hr. B. WALTER.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. F. HIMSTEDT gewählt.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Vorstandsjahr 1914/15 folgendermaßen festgesetzt:

Im Jahre 1914:	Mai:	Freitag,	den	8. u. 22.
	Juni:	„	„	12. u. 26.
	Juli:	„	„	10. u. 24.
	Oktober:	„	„	23.
	November:	„	„	6. u. 20.
	Dezember:	„	„	4. u. 18.

Im Jahre 1915:	Januar:	Freitag, den	8. u. 22.
	Februar:	„ „	5. u. 19.
	April:	„ „	30.
	Mai:	„ „	14. u. 28.

Sodann spricht Hr. **J. Tate**
über die Messung der Verdampfungswärme von Metallen.

Endlich trägt Hr. **Léon Schames** vor
Zur Theorie der Zustandsgleichung und des NERNSTschen Wärmetheorems.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

O. Lehmann: Zentralkraft und Richtkraftoberflächenspannung bei flüssigen Kristallen.

Paul S. Epstein: Lichtdruck auf die vollkommen leitende Halbebene.

M. Vos: Funkenfrequenz und Telephonempfindlichkeit in der Radiotelegraphie. (Eingereicht durch Hrn. E. TAKE.)

J. Stark: Bemerkung zum Bogen- und Funkenspektrum des Heliums.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. HANS KOST, Elberfeld, Sadowastraße 9.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. HEUSE.)

Hr. Dr. BÉLA POGÁNY, Assistent am Physikalischen Institut der Universität Klausenburg.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. ORTVAY.)

Hr. Professor Dr. A. POSPIELOW aus Tomsk, z. Z. Physikalisches Institut der Universität Erlangen.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. WIEDEMANN.)

Hr. Dr. ERNST TAEGE, Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 91.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KRÜGER.)

Hr. Dr. LÉON SCHAMES, Frankfurt a. M., Wittelsbacher Allee 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. SEDDIG.)

Hr. Dr. HEINRICH HECHT, Kiel, Signal-Gesellschaft, Werk Ravensberg, Am Habsburger Ring.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Professor Dr. O. SACKUR, Berlin-Dahlem, Unter den Eichen 89.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Hr. Dipl.-Ing. STEPHAN SPIEGEL, Charlottenburg 2, Grolmannstr. 23.
(Vorgeschlagen durch Hrn. K. ROTTGARDT.)

Die im regelmäßigen Turnus ausscheidenden Vertreter des AEF (Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen), die Herren W. JAEGER, F. NEESEN, KARL SCHEEL, sind vom Vorstand und Beirat wiedergewählt worden.

Vermögens-Bilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

am 31. Dezember 1913.

Aktiva.	ℳ	₰	*Passiva.*	ℳ	₰
Bibliothek-Konto	12 920	—	Kapital-Konto	118 040	95
Effekten-Konto	111 323	25	Stiftungsfest-Konto	193	75
Inventar-Konto	161	70	Konto Friedr. Vieweg & Sohn	1 552	66
Deutsche Bank	3 791	65	Kautions-Kreditoren-Konto (Anerkannte Forderung der Erbschaftssteuer aus dem Rießschen Legate)	3 924	—
Postscheck-Konto	713	75	Gewinn- und Verlust-Konto:		
Kassa-Konto	448	66	Vortrag aus 1912 . . . . 10 563,75		
Versicherungen-Konto	46	80	Gewinn in 1913 631,90	11 195	65
Jahresbericht-Konto, Bd. 68/1912	627	20			
„ „ „ 69/1913	450	—			
„ „ „ 70/1914	450	—			
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—			
Kautions-Effekten-Konto; nom. 4500 ℳ 3 proz. Deutsche Reichsanleihe, als Sicherheit für die Erbschaftssteuer aus dem Rießschen Legate hinterlegt	3 924	—			
	134 907	01		134 907	01

Berlin, den 5. Mai 1914.

(gez.) E. Jahnke, Rechnungsführer.

Geprüft und richtig befunden:

(gez.) O. Krigar-Menzel. (gez.) A. Wehnelt.

Gewinn- und Verlust-Konto

am 31. Dezember 1913.

Soll.		M	Pf	*Haben.*	M	Pf
Bureaubeamte		900	—	Gewinn-Vortrag aus 1912	10 563	75
Bote, Diener, Portier, Heizer		1 156	59	Beiträge Berliner Mitglieder 1. Semester	2 680	—
Bücher und Zeitschriften		536	27	„ „ „ 2. „	2 620	—
Buchbinder		547	40	„ auswärtiger Mitglieder	3 000	—
Bibliothek u. 10 Proz. Abschreibung a. Inventar		66	50	Zinsen der Wertpapiere	865	—
Verhandlungen		1 430	09	„ des Bankguthabens	93	65
Fortschritte d. Physik, Bd. 67/1911, Verlag		169	27			
„ „ „ Bd. 67/1911, Redaktion		450	—			
Laufende Ausgaben der Redakteure		355	23			
Versicherungen-Konto		16	—			
Bureaubedürfnisse u. Drucksachen		365	10			
Porti		1 285	09			
Museumsbeitrag		30	—			
Rücklage zum Stiftungsfest		30	—			
Beteiligung a. d. Naturforscherversammlung		300	—			
„ a. d. Unterrichtsausschuß		30	—			
Extraordinaria		959	21			
Gewinn, Vortrag aus 1912	10 563,75					
Gewinn in 1913	631,90	11 195	65			
		19 822	40		19 822	40

Vorstehende Gewinn- und Verlust-Rechnung ist von der Gesellschaft genehmigt worden.

Berlin, den 8. Mai 1914.

(gez.) H. Rubens.

Zentralkraft- und Richtkraftoberflächenspannung bei flüssigen Kristallen;

von O. Lehmann.

(Eingegangen am 2. Mai 1914.)

Während ein freischwebender gewöhnlicher Flüssigkeitstropfen infolge der durch die Zentralkräfte der Moleküle bedingten Oberflächenspannung nach beliebiger Verzerrung je nach der Zähigkeit des Stoffs rasch oder langsam genaue Kugelform annimmt, streben freischwebende flüssige Kristalle polyedrische Form ähnlich derjenigen fester Kristalle anzunehmen, wobei allerdings durch die genannte Oberflächenspannung (sowie durch dieselben Umstände wie bei festen Kristallen) Abrundung besonders von Ecken und Kanten hervorgerufen werden kann[1]).

Die unbekannte Ursache, welche die Abweichung der Form flüssiger Kristalle zu der Kugelform bedingt, nannte ich bisher Gestaltungskraft[2]), nachdem sich die ursprüngliche Annahme, es möchten diejenigen flüssigen Kristalle, welche solche Abweichungen von der Kugelform zeigen, noch eine wenn auch sehr geringe Elastizitätsgrenze besitzen, so daß sie nicht in strengem Sinne flüssig wären (weshalb ich sie auch nur „fließende Kristalle" nannte), als unzutreffend erwiesen hatte[3]).

Längere Zeit hindurch glaubte ich die Gestaltungskraft als gemeinsame Wirkung von thermischer Bewegung der Moleküle und der von diesen aufeinander ausgeübten Zentralkräfte auffassen zu können, genauer als Gegenwirkung des Kapillardruckes und des Überschusses der Expansivkraft nach bestimmten Richtungen (da die anisotrope Struktur auch die thermische Bewegung anisotrop machen dürfte).

---

[1]) Sehr häufig ist dabei die molekulare Richtkraft nur imstande, eine Achse der Moleküle parallel zu richten, während die anderen (wie bei gewöhnlichen Flüssigkeiten) alle möglichen (wahrscheinlich beständig wechselnde) Richtungen annehmen (halbisotrope Struktur). Der Querschnitt der Form senkrecht zur ersteren Achsenrichtung muß dann notwendig ein Kreis werden, wie es für Rotationsellipsoide, Doppelkegel, Zylinder usw. zutrifft.

[2]) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **17**, 728, 1905; Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 143, 1906; Phys. ZS. **7**, 722, 789, 1906.

[3]) Siehe auch O. Lehmann, Ann. d. Phys. (4) **17**, 728, 1905; Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 413, 1913; Verh. des Karlsr. naturw. Ver. **25**, 164, 1913.

Durch die neuesten Untersuchungen[1]) hat sich aber ergeben, daß die molekulare Richtkraft wesentlich mitbeteiligt, ja wahrscheinlich die wichtigste Komponente ist.

Wie an verschiedenen Stellen dargelegt wurde, kann man sich die molekulare Richtkraft als Wirkung molekularer astatischer Magnetsysteme vorstellen[2]). Bei gewöhnlichen isotropen Flüssigkeiten ist sie zu schwach mit Rücksicht auf den Abstand der Moleküle, um Parallelrichtung derselben zu veranlassen. Sie kann infolgedessen auch nicht zur Kohäsion beitragen, obschon entgegengesetzte Pole solcher astatischer Magnetsysteme sich gegenseitig anziehen; denn die thermische Bewegung verhindert völlig Parallelstellung[3]), und bei regelloser Anordnung ist die Begegnung gleichartiger Pole ebenso wahrscheinlich[4]), wie die ungleichnamiger, abstoßende und anziehende Wirkungen heben sich also auf. Da die Kohäsion der kristallinischen Flüssigkeiten nicht wesentlich größer sein dürfte als die der isotropen von gleicher chemischer Zusammensetzung, kann man weiter schließen, auch bei den anisotropen Flüssigkeiten sei der Beitrag der richtenden Kräfte zur Kohäsion ein verschwindender.

Zentrale Kräfte zwischen den Molekülen müssen somit auch bei flüssigen Kristallen die wesentliche Ursache der Kohäsion und damit der Oberflächenspannung sein, deren Vorhandensein sich sowohl im Ruhezustand wie im Fall des Fließens dadurch kundgibt, daß die Oberflächenenergie einem Minimum zustrebt.

Ganz allein kommt diese Zentralkraft-Oberflächenspannung in Betracht bei den „tropfbar-flüssigen Kristallen“[5]). Da die mittleren Abstände der Moleküle überall als gleich betrachtet werden können, muß sie von der Struktur unabhängig sein. Tatsächlich nimmt ein solcher Kristalltropfen freischwebend vollkommene Kugelgestalt an, obschon seine Struktur z. B. an den Enden der Symmetrieachse, wo die Auslöschungsrichtungen radial gruppiert sind, eine durchaus andere ist als an dem zu

---

[1]) O. Lehmann, C. R. **158**, 389, 1100, 1914.

[2]) O. Lehmann, Phys. ZS. **10**, 553, 1909, Die neue Welt der flüssigen Kristalle, Leipzig, Akad. Verlagsg. 1911, 346 u. ff.; Prometheus **25**, 4, Fig. 3, 1913.

[3]) Sofern nicht äußere Kräfte, wie z. B. bei Erzeugung von Doppelbrechung durch Strömung, starke elektrische oder magnetische Felder usw. hinzukommen.

[4]) Streng dürfte es nicht zutreffen.

[5]) O. Lehmann, Wied. Ann. **40**, 401; **41**, 525, 1890.

dieser Achse senkrechten größten Kreis, für dessen Punkte die Auslöschungen parallel sind. Macht man sich von der Molekularstruktur die Vorstellung, zu welcher die Versuche geführt haben, die Moleküle seien Blättchen, welche die als feine Röhre zu denkende Symmetrieachse tangieren, so würden deren Ebenen an den Polen zur Kugeloberfläche senkrecht stehen, am Äquator zu derselben parallel sein. Trotz dieser größtmöglichen Verschiedenheit der Molekularanordnung an beiden Stellen ist aber die Oberflächenspannung dieselbe. Verschiedenheiten derselben müßten, da eine Änderung der Oberflächenenergie durch Gestaltänderung nicht möglich ist, zu stationären Ausbreitungserscheinungen führen, wie sie z. B. auftreten, wenn man die Oberflächenspannung eines Wassertropfens lokal vermindert, indem man einer Stelle Alkohol, etwa in Dampfform zuführt. Diese Ausbreitungserscheinungen müßten zu stationären Strömungen im Inneren des Tropfens führen, da infolge der spontanen Homöotropie der Tropfen seine Struktur immer behalten muß, somit immer alles ungeändert bleibt.

Anders bei den „fließenden Kristallen“ [1]), bei welchen zu der Zentralkraft-Oberflächenspannung noch eine Richtkraft-Oberflächenspannung hinzukommt.

Nehmen wir, um bessere Übersicht zu erhalten, zunächst an, die erstere sei nicht vorhanden, es existierten nur die Kräfte, welche die astatischen Magnetsysteme aufeinander ausüben, keine Zentralkräfte.

Das System der Moleküle sei das in Fig. 1 dargestellte, welches etwa einem tetragonalen Kristall entsprechen würde [2]). Die entgegengesetzten Magnetpole befinden sich bei dieser Anordnung einander so nahe wie möglich, die Oberflächenenergie ist also ein Minimum. Wäre aber die Oberflächenbeschaffenheit die in Fig. 2 gezeichnete, so überwiegen an der Oberfläche abstoßende Kräfte, die Oberflächenspannung ist überhaupt keine kontraktive, sondern eine expansive. Das System wird somit das Bestreben haben in die Anordnung Fig. 1 mit minimaler Oberflächenenergie überzugehen. Würde man bei letzterem etwa die Ecken abschneiden, so daß an den Abstumpfungsflächen dieselbe Struktur wie bei Fig. 2 hervortreten würde, so wäre Gleichgewicht

---

[1]) O. Lehmann, ZS. f. phys. Chem. 5, 427, 1890; 18, 91, 1895.

[2]) Um hexagonale Struktur darzustellen, müßten die Quadrate durch Sechsecke ersetzt werden, für eine monokline Struktur durch Rauten usw.

ebenfalls nicht möglich, es müßte eine Strömung entstehen, die dahin führt, die abgeschnittenen Ecken wieder zu ergänzen, ganz wie es der als *spontane Homöotropie* bezeichneten Erscheinung entspricht, welche eben darin besteht, daß freischwebende fließende Kristalle sowohl ihre *Struktur* wie auch ihre *Form* immer sofort zu ergänzen suchen, sobald dieselbe gestört wurde, und zwar durch eine von selbst auftretende innere Strömung.

Die molekulare Richtkraft wäre also die Hauptursache der polyedrischen Form. Obschon auch sie eine Art Kapillardruck erzeugt, welcher Ecken und Kanten abzustumpfen sucht, geschieht

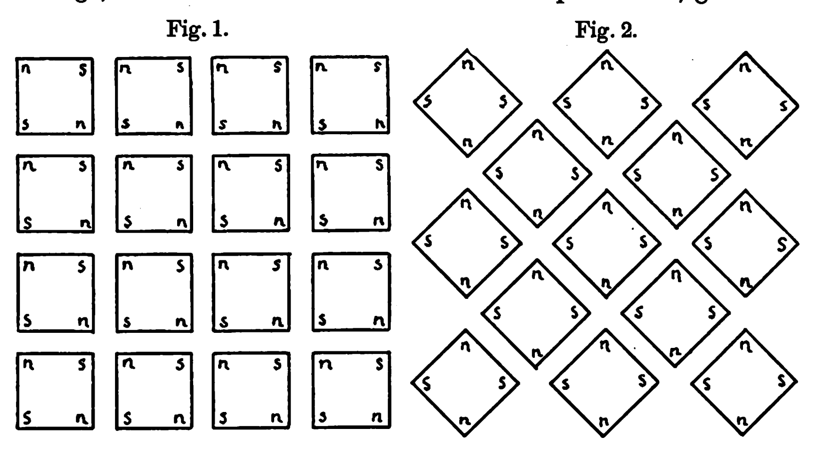


Fig. 1. Fig. 2.

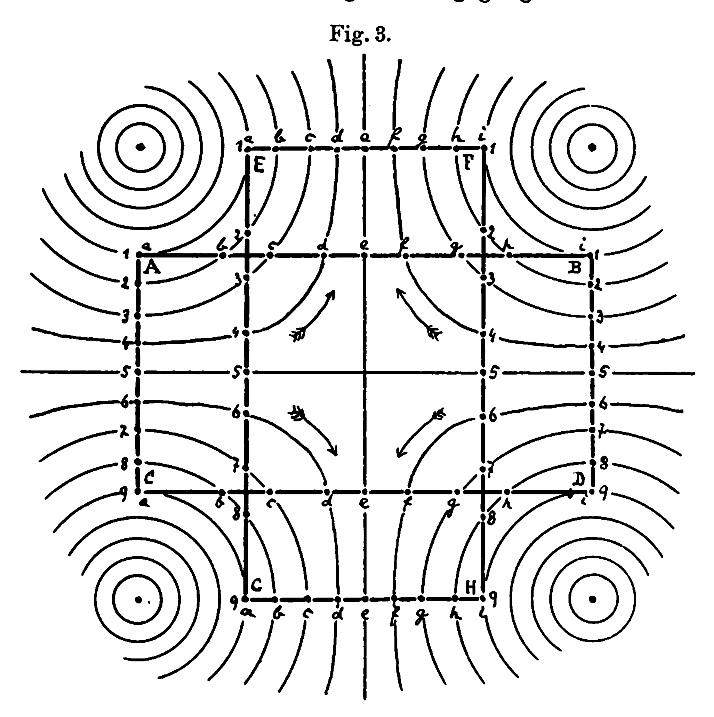
dies doch nicht, weil dabei sofort neue Kräfte geweckt würden, welche die Störung zu beseitigen suchen und stärker sind als der Richtkraft-Kapillardruck.

Wohl wird aber solche Abrundung möglich, wenn zu der Richtkraft-Oberflächenspannung noch die zu der Struktur unabhängige Zentralkraft-Oberflächenspannung hinzutritt, deren Wirkung der einer gleichmäßig gespannten Oberflächenhaut vergleichbar ist. Diese erzeugt naturgemäß einen Kapillardruck, der Ecken und Kanten abzustumpfen sucht, und es wird von ihrer Stärke im Verhältnis zur molekularen Richtkraft abhängen, inwieweit sie dazu in der Lage ist.

Den Einfluß der beiden Oberflächenspannungen auf die Deformation der fließenden Kristalle erkennt man, wenn man sie sich zunächst beseitigt denkt. Stellt man sich auch den Raum außerhalb des flüssigen Kristalls mit demselben flüssig-kristallinischen

Stoff ausgefüllt vor, bis in sehr große Entfernung, so kommen sie nicht in Betracht. Man kann sich dann Stauchung oder Drehung durch Wirbel hervorgebracht denken, wie Fig. 3 andeutet. Die beiden oberen Punkte bedeuten die Durchschnitte eines kreisförmigen Wirbelfadens mit der Ebene der Zeichnung, die beiden unteren gehören ebenso einem Wirbelring von entgegengesetzter Rotations-

Fig. 3.



richtung an. Die Pfeile entsprechen der Strömungsrichtung. Würde man sich nun etwa durch Farbstoffpartikelchen eine zylindrische Scheibe *ABCD* in der Masse abgrenzen, so würde dieselbe bei passender Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten zu dem gestreckten Zylinder *EFGH* deformiert. Die durch 1, 2, 3 ... bzw. *a*, *b*, *c* ... bezeichneten Teilchen der Oberfläche würden, den Strömungslinien folgend, in die gleichartig bezeichneten Stellungen in der Oberfläche des gestreckten Zylinders kommen. Da nun aber die mittleren Lagen dieselben bleiben müssen, sind gegenseitige Verschiebungen und Drehungen erforderlich, welche, wenn das Medium fest wäre und die Kraftwirkungen,

welche die Strömung erzeugen, die Elastizitätsgrenze nicht übersteigen würden, eine elastische Gegenkraft wecken müßten. Bei einem flüssigen Kristall kann eine solche nicht auftreten, weil infolge der als „spontane Homöotropie" bezeichneten Wirkung der molekularen Richtkraft die Moleküle alsbald von selbst wieder ihre normalen Stellungen einnehmen. Die Arbeit zur Erzeugung der Deformation ist somit lediglich durch die innere Reibung bedingt. Würde man nun aber das „Ergänzungs-Medium" fortnehmen, so daß die zylindrische Scheibe $ABCD$ allein übrig bleibt, so würden deren Ränder alsbald durch die Oberflächenspannung abgerundet und es würde von selbst eine Strömung eintreten, welche Deformation hervorruft, bis die aus beiden Oberflächenspannungen resultierende Energie ein Minimum geworden ist[1]).

Bereits an anderer Stelle[2]) habe ich darauf hingewiesen, welche Erscheinungen dafür sprechen, daß die molekulare Richtkraft direkt die Form der fließenden Kristalle bestimmt, nicht nur eine durch dieselbe bedingte Anisotropie der Expansivkraft, insofern beide der gewöhnlichen (Zentralkraft-) Oberflächenspannung entgegenwirken. Durch Einführung des Begriffs der „Richtkraft-Oberflächenspannung" findet diese Ansicht einen anschaulicheren und präziseren Ausdruck.

Während, wie ich an verschiedenen Orten hervorgehoben habe[3]), P. Curies Theorie[4]), die Gestalt der Kristalle entspreche einem Minimum der gewöhnlichen Zentralkraft-Oberflächenenergie, mit dem Verhalten der flüssigen Kristalle nicht vereinbar ist, so daß G. Wulff und G. Friedel[5]) die Existenz flüssiger Kristalle überhaupt bestreiten, verschwinden die Schwierigkeiten, sobald man jene Theorie auf die Richtkraft-Oberflächenspannung anwendet und die Zentralkraft-Oberflächenspannung als die Ursache betrachtet, welche Abrundung der Kanten und Ecken bedingt, natürlich unter Vergrößerung der Energie der Richtkraft-Oberflächenspannung, aber unter Verminderung der Summe beider Oberflächenenergien.

Karlsruhe, 1. Mai 1914.

---

1) Das Schema Fig. 3 gilt auch für die Deformation fester Kristalle.
2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. (4) **44**, 118, 1914.
3) Z. B. ZS. f. Kristallogr. **52**, 595, 1913.
4) P. Curie, Bull. soc. min. de France **8**, 145, 1885.
5) G. Friedel, Journ. Chim. Phys. **11**, 478, 1913.

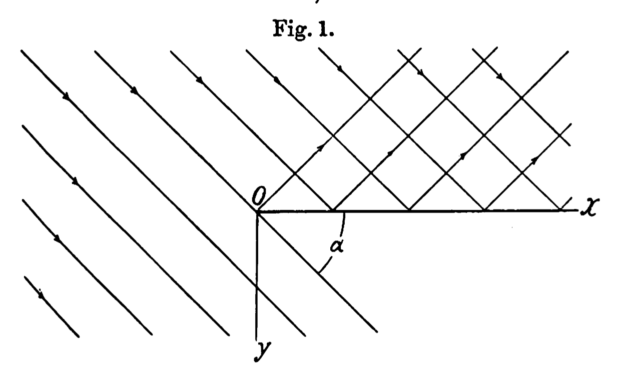
Lichtdruck auf die vollkommen leitende Halbebene;
von Paul S. Epstein.

(Eingegangen am 3. Mai 1914.)

I. Die Anregung zu der nachstehenden Rechnung bildet ein Gedankenexperiment, welches mir Herr K. F. Herrfeld gesprächsweise mitteilte, und in welchem das Einschieben einer Zwischenwand in den Rayleigh-Jeansschen Strahlungskasten eine Rolle spielt. Es ist dabei von wesentlicher Wichtigkeit, ob diese Bewegung des Schiebers ohne Arbeitsleistung ausgeführt werden kann. Wir wollen das erhaltene Resultat gleich an die Spitze stellen und erst nachträglich den Gang der Rechnung skizzieren.

Es falle eine ebene Welle auf eine unendlich dünne, vollkommen leitende Halbebene ein, wobei die Wellennormale mit

Fig. 1.



der Halbebene den Winkel α einschließen möge und zu deren Kante senkrecht gerichtet sei (Fig. 1). Wir haben dann zwei Fälle zu unterscheiden:

a) Die einfallende Welle ist senkrecht zur Schirmkante polarisiert. (Die elektrische Komponente schwingt parallel zur Schirmkante). Dann drückt sich der zeitliche Mittelwert der ponderomotorischen Wirkung der Welle in der Schirmebene wie folgt aus:

$$\bar{\mathfrak{K}}_x = \frac{A^2 \lambda}{8 \pi^2} \cos^2 \frac{\alpha}{2}. \tag{1}$$

Es bedeutet hier A die Amplitude der Welle, λ die Wellenlänge.

b) Die einfallende Welle ist parallel zur Schirmkante polarisiert. Die entsprechende Kraft ist:

$$\overline{\mathfrak{K}}'_x = -\frac{A^2\lambda}{8\pi^2}\sin^2\frac{\alpha}{2}. \qquad 2)$$

Beide Kräfte sind für die Längeneinheit der Kante berechnet. Es ist interessant, daß im ersten Fall ein Druck, im zweiten ein Zug entsteht.

Für die ponderomotorische Wirkung senkrecht zur Halbebene ergibt sich in beiden Fällen übereinstimmend der Ausdruck:

$$\overline{\mathfrak{K}}_y = \frac{A^2 x}{4\pi}\sin^2\alpha. \qquad 3)$$

$\mathfrak{K}_y$ stellt die Kraft dar, welche ausgeübt wird auf einen zur Schirmkante senkrechten Streifen der Halbebene von der Einheitsbreite, der sich von der Kante bis zur großen [1]) Entfernung x erstreckt. Dieser Ausdruck stimmt genau überein mit der Kraft, welche auf einen gleich großen Ausschnitt einer ganzen unendlichen Ebene wirkt. Der Einfluß des Randes macht sich also für die ponderomotorische Kraft senkrecht zur Halbebene nicht bemerkbar.

Im Interesse des eingangs erwähnten Gedankenexperiments wollen wir noch angeben, welchen Druck die Halbebene bei gleichzeitiger Wirkung mehrerer Wellen erfährt. Die Verhältnisse lassen sich dann folgendermaßen zusammenfassen:

1. Zwei ebene Wellen, von denen die eine parallel zur Kante, die andere senkrecht zu derselben polarisiert ist, verhalten sich in ihrer Druckwirkung additiv.

2. Die ponderomotorischen Wirkungen mehrerer Wellen von verschiedener Wellenlänge sind gleichfalls additiv.

3. Der Gesamtdruck von mehreren Wellen mit der gleichen Wellenlänge, aber mit verschiedenen Phasen und Einfallswinkeln berechnet sich nach den folgenden Formeln.

---

[1]) Im Vergleich mit der Wellenlänge.

Im Falle a) sind die einfallenden Wellen gegeben durch:

$$\mathfrak{E}_z^{(\nu)} = A_\nu \cos[nt - kr\cos(\alpha_\nu + \varphi) + \delta_\nu],$$

wo $n = \frac{2\pi}{T}$ die Frequenz, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl und r, φ Polarkoordinaten bedeuten. Es ist dann:

$$\bar{\mathfrak{K}}_x = \frac{\lambda}{8\pi^2}\sum^{(\nu)} A_\nu^2 \cos^2\frac{\alpha}{2}$$

$$+ \frac{\lambda}{4\pi^2}\sum^{(\nu)}\sum^{(\mu)} A_\nu A_\mu \cos\frac{\alpha_\nu}{2}\cos\frac{\alpha_\mu}{2}\cos(\delta_\nu - \delta_\mu), \qquad 1')$$

Im Falle b) gilt:

$$\mathfrak{H}_z^{(\nu)} = A_\nu \cos[nt - kr\cos(\alpha_\nu + \varphi) + \delta_\nu],$$

dann folgt:

$$\bar{\mathfrak{K}}'_y = -\frac{\lambda}{8\pi^2}\sum^{(\nu)} A_\nu^2 \sin^2\frac{\alpha}{2}$$

$$-\frac{\lambda}{4\pi^2}\sum^{(\nu)}\sum^{(\mu)} A_\nu A_\mu \sin\frac{\alpha_\nu}{2}\sin\frac{\alpha_\mu}{2}\cos(\delta_\nu - \delta_\mu). \qquad 2')$$

Bei regellos verteilten Einfalls- und Polarisationsrichtungen, wie man sie im JEANSschen Strahlungskasten voraussetzt, verschwindet in der Tat die ponderomotorische Gesamtwirkung auf den Schieber.

Es ist leicht, auf Grund von SOMMERFELD gegebener Näherungsformeln für das optische Feld sich diese Verhältnisse verständlich und anschaulich zu machen. Wir bringen diese qualitativen Betrachtungen am Schluß unserer Mitteilung und wollen zuerst den Weg der exakten Rechnung angeben.

II. Als Ausgangspunkt für die Rechnung benutzen wir den LORENTZ-POINCARÉschen Impulssatz [1]):

$$\mathfrak{K} = \int \mathfrak{T}\, df - \frac{d\mathfrak{G}}{dt}. \qquad 4)$$

Für unseren Fall eines periodischen Vorganges verschwindet der Term $\frac{d\mathfrak{G}}{dt}$ im Mittelwert, und die Beziehung reduziert sich auf

$$\bar{\mathfrak{K}} = \int \bar{\mathfrak{T}}\, df,$$

[1]) H. POINCARÉ, Arch. Néerl. (2) 5, 282, 1899; M. ABRAHAM, Theorie der Elektrizität II, S. 28. Leipzig 1905.

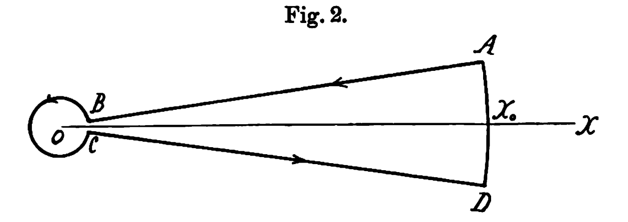
wenn wir durch Überstreichen die zeitlichen Mittelwerte kennzeichnen. Das Integral ist über eine geschlossene Fläche F zu erstrecken, die das materielle System umgibt, für welches wir die Kraft $\mathfrak{K}$ gerade berechnen wollen. Dabei bedeutet $\mathfrak{T}$ die MAXWELLschen Spannungen:

$$\mathfrak{T}_x = \frac{1}{8\pi} \{2\,\mathfrak{E}_x \mathfrak{E}_\nu + 2\,\mathfrak{H}_x \mathfrak{H}_\nu - \cos(\nu x)(\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)\},$$

ν ist die Normale zur Fläche F.

In unserem Fall ist es bequem, der Fläche F die in Fig. 2 veranschaulichte Gestalt zu geben. Ihre Projektion auf die Zeichenebene besteht aus zwei konzentrischen Kreisbögen von den Radien r_0 und R_0 um den Nullpunkt (Kante) und zwei Strahlabschnitten AB und CD. Die Wahl des Radius r_0 und der

Fig. 2.



Neigungswinkel der Strahlen ist gleichgültig, sofern nur die Fläche F den gleichen Abschnitt OX_0 der Halbebene einschließt, daher können wir sie auf die Halbebene selbst zusammenziehen. Diesen Grenzübergang bewerkstelligen wir in zwei Schritten: zunächst führen wir bei konstant gehaltenem r_0 die Winkel der Strahlen in $\varphi_1 = 0$ und $\varphi_2 = 2\pi$ über, dann ziehen wir auch den Kreis um den Nullpunkt auf einen beliebig kleinen Radius zusammen.

Nach 5) ist das Integral der MAXWELLschen Spannungen über eine der Strahlflächen:

$$\frac{1}{8\pi}\int\limits_{r_0}^{R_0} \{2\,\mathfrak{E}_x \mathfrak{E}_\varphi + 2\,\mathfrak{H}_r \mathfrak{H}_\varphi \cos\varphi - 2\,\mathfrak{H}_\varphi^2 \sin\varphi + (\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)\sin\varphi\}\, dr, \qquad 6)$$

das Integral über eine der Kreiszylinderflächen:

$$\frac{1}{8\pi}\int \{2\,\mathfrak{E}_x \mathfrak{E}_r + 2\,\mathfrak{H}_r^2 \cos\varphi - 2\,\mathfrak{H}_r \mathfrak{H}_\varphi \sin\varphi - (\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)\cos\varphi\}\, r\, d\varphi. \qquad 7)$$

Dabei wurde von der Beziehung Gebrauch gemacht:

$$\mathfrak{H}_x = \mathfrak{H}_r \cos\varphi - \mathfrak{H}_\varphi \sin\varphi.$$

Wir fassen den Fall a) ins Auge (Polarisation senkrecht zur Kante). Es gilt dann die SOMMERFELDsche Lösung[1]):

$$
\left.
\begin{aligned}
&\mathfrak{E}_x = \mathfrak{E}_y = 0,\\
&\mathfrak{E}_z = \mathfrak{R} E_z = \mathfrak{R}\,\frac{A\sqrt{i}}{\sqrt{2\pi}}\left\{e^{-ikr\cos(\alpha-\varphi)}\int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha-\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}}\,d\sigma\right.\\
&\qquad\qquad\left. - e^{-ikr\cos(\alpha+\varphi)}\int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha+\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}}\,d\sigma\right\} e^{-i(nt+\delta)},\\
&\mathfrak{H}_r = \mathfrak{R}\,\frac{ic}{nr}\frac{\partial E_z}{\partial\varphi} = \mathfrak{R}\,\frac{Aci\sqrt{i}}{n\sqrt{2\pi}}\\
&\qquad\left\{ik\left[\sin(\alpha-\varphi)\,e^{-ikr\cos(\alpha-\varphi)}\int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha-\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}}\,d\sigma\right.\right.\\
&\qquad\left. + \sin(\alpha+\varphi)\,e^{-ikr\cos(\alpha+\varphi)}\int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha+\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}}\,d\sigma\right]\\
&\qquad\left. + 2\sqrt{\frac{k}{r}}\cos\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\varphi}{2}\,e^{-ikr}\right\} e^{i(nt+\delta)},\\
&\mathfrak{H}_\varphi = -\mathfrak{R}\,\frac{ic}{nr}\frac{\partial E_z}{\partial r} = +\mathfrak{R}\,\frac{Aci\sqrt{i}}{n\sqrt{2\pi}}\\
&\qquad\left\{ik\left[\cos(\alpha-\varphi)\,e^{-ikr\cos(\alpha-\varphi)}\int\limits_{2\sqrt{kr}}^{\infty} e^{-\frac{\sigma^2}{2}}\,d\sigma\right.\right.\\
&\qquad\left. - \cos(\alpha+\varphi)\,e^{-ikr\cos(\alpha+\varphi)}\int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha+\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}}\,d\sigma\right]\\
&\qquad\left. - 2\sqrt{\frac{k}{r}}\cos\frac{\alpha}{2}\sin\frac{\varphi}{2}\,e^{-ikr}\right\} e^{i(nt+\delta)},\\
&\mathfrak{H}_z = 0.
\end{aligned}
\right\} \quad 8)
$$

Dabei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit. Wir bemerken, daß $\mathfrak{E}_z$ und $\mathfrak{H}_\varphi$ für $\varphi = 0$ und $\varphi = 2\pi$ verschwinden, während $\mathfrak{H}_r$ für diese Grenzwerte endlich bleibt. Jetzt führen wir den

[1]) A. SOMMERFELD, Math. Ann. 47, 317, 1896. Siehe auch P. S. EPSTEIN, Beugung an einem dünnen Schirm unter Berücksichtigung des Materialeinflusses, § 11. Münchener Dissertation 1914.

ersten Teil des Grenzüberganges aus: wir führen die Neigungswinkel in $\varphi_1 = 0$ und $\varphi_2 = 2\pi$ über. Dabei verschwindet zunächst das Integral über den Kreisbogen DA, denn nach 7) ist der Integrand endlich, während der Integrationsweg gegen Null konvergiert. Aber auch die Integrale längs der Flächen AB und CD sind Null, denn nach 6) und 8) verschwindet der Integrand in jedem Punkt derselben (für $\varphi = 0$ und $\varphi = 2\pi$). Es ist also allein die Umkreisung des Nullpunktes wesentlich, d. h. das Integral 7), genommen zwischen den Grenzen 0 und 2π. Da wir den Radius r_0 beliebig zusammenziehen können, brauchen wir in den Ausdrücken 8) nur diejenigen Terme zu berücksichtigen, welche den Faktor $\frac{1}{\sqrt{r}}$ enthalten; aber auch diese können wir nach $\sqrt{r}$ entwickeln, und brauchen nur die Glieder niederster Ordnung beizubehalten. Das gibt für $r = r_0$:

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{E}_x = \mathfrak{E}_y = \mathfrak{E}_z = 0,\\
&\mathfrak{H}_r = -\frac{Ac}{n}\sqrt{\frac{2k}{\pi r_0}}\cos\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\varphi}{2}\cos\left(nt - \frac{\pi}{4} + \delta\right),\\
&\mathfrak{H}_\varphi = +\frac{Ac}{n}\sqrt{\frac{2k}{\pi r_0}}\cos\frac{\alpha}{2}\sin\frac{\varphi}{2}\cos\left(nt - \frac{\pi}{4} + \delta\right),\\
&\mathfrak{H}_z = 0.
\end{aligned}\right\} \quad 9)$$

Die zeitlichen Mittelwerte der Quadrate sind:

$$\overline{\mathfrak{H}_r^2} = \frac{A^2 c^2}{n^2 \pi}\frac{k}{r_0}\cos^2\frac{\alpha}{2}\cos^2\frac{\varphi}{2},$$

$$\overline{\mathfrak{H}_\varphi^2} = \frac{A^2 c^2}{n^2 \pi}\frac{k}{r_0}\cos^2\frac{\alpha}{2}\sin^2\frac{\varphi}{2},$$

$$\overline{\mathfrak{H}_r \cdot \mathfrak{H}_\varphi} = -\frac{A^2 c^2}{n^2 \pi}\frac{k}{r_0}\cos^2\frac{\alpha}{2}\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\varphi}{2}.$$

Es ist also nach 7) die ponderomotorische Kraft:

$$\overline{\mathfrak{K}_x} = \frac{A^2 c^2 k}{8 n^2 \pi^2}\cos^2\frac{\alpha}{2}\int_0^{2\pi}\left\{\left(\cos^2\frac{\varphi}{2} - \sin^2\frac{\varphi}{2}\right)\cos\varphi + 2\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\varphi}{2}\sin\varphi\right\}d\varphi = \frac{A^2\lambda}{8\pi^2}\cos^2\frac{\alpha}{2}.$$

Es ist interessant, daß die gesamte ponderomotorische Wirkung sich gewissermaßen als Druck auf die Kante allein darstellt. Herr SOMMERFELD zeigt in der Diskussion seiner Lösung,

daß man in bezug auf die Phase der Beugungswelle die Kante als strahlende Linie auffassen kann, wir sehen, daß dasselbe in bezug auf den Lichtdruck gilt.

Im Fall 6) müssen wir das Feld in folgender Form ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{H}_x = \mathfrak{H}_y = 0, \\ &\qquad \mathfrak{H}_z = \Re H_z = \Re \frac{A\sqrt{i}}{\sqrt{2\pi}} \Bigg\{ e^{-ikr\cos(\alpha-\varphi)} \int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha-\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}} \\ &\qquad + e^{-ikr\cos(\alpha+\varphi)} \int\limits_{2\sqrt{kr}\sin\frac{\alpha+\varphi}{2}}^{\infty} e^{-\frac{i\sigma^2}{2}} \Bigg\} e^{-i(nt+\delta)}, \\ &\mathfrak{E}_r = -\Re \frac{ic}{nr}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi}, \quad \mathfrak{E}_\varphi = \Re \frac{ic}{n}\frac{\partial H_z}{\partial r}, \quad \mathfrak{E}_z = 0. \end{aligned}\right\} \quad 10)$$

Im übrigen gestaltet sich die Rechnung genau wie im Fall a). Man erhält:

$$\overline{\mathfrak{E}_r^2} = \frac{A^2c^2}{n^2\pi}\frac{k}{r_0}\sin^2\frac{\alpha}{2}\sin^2\frac{\varphi}{2},$$

$$\overline{\mathfrak{E}_\varphi^2} = \frac{A^2c^2}{n^2\pi}\frac{k}{r_0}\sin^2\frac{\alpha}{2}\cos^2\frac{\varphi}{2},$$

$$\overline{\mathfrak{E}_r.\mathfrak{E}_\varphi} = \frac{A^2c^2}{n^2\pi}\frac{k}{r_0}\sin^2\frac{\alpha}{2}\sin^2\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\varphi}{2}.$$

Also nach 7):

$$\overline{\mathfrak{K}_x} = \frac{A^2c^2k}{8n^2\pi^2}\sin^2\frac{\alpha}{2}\int\limits_0^{2\pi}\left\{\left(\sin^2\frac{\varphi}{2} - \cos^2\frac{\varphi}{2}\right)\cos\varphi \right.$$
$$\left. - 2\sin\frac{\varphi}{2}\cos\frac{\varphi}{2}\sin\varphi\right\} d\varphi = -\frac{A^2\lambda}{8\pi^2}\sin^2\frac{\alpha}{2}.$$

In derselben Weise leitet man auch die auf Seite 452 angegebenen Druckgesetze bei kombinierter Wirkung mehrerer Wellen ab.

III. Wir wollen noch kurz den physikalischen Grund des verschiedenen Verhaltens der beiden Polarisationszustände, wie es sich in den Formeln 1) und 2) ausdrückt, andeuten. Die Sommerfeldschen Ausdrücke 8) und 10) für $\mathfrak{E}_z$ (bzw. $\mathfrak{H}_z$) lassen sich auffassen als Überlagerung des Strahlenganges der geometrischen Optik und einer Beugungswelle. Die letztere drückt sich in genügender Entfernung von der Schattengrenze so aus:

Fall a):

$$\mathfrak{E}_z^B = \frac{A}{\pi}\sqrt{\frac{\lambda}{r}}\,\frac{\cos\frac{\alpha}{2}\sin\frac{\varphi}{2}}{\cos\alpha - \cos\varphi}\cos\left(kr - nt + \frac{\pi}{4} + \delta\right),$$

Fall b):

$$\mathfrak{H}_z^B = -\frac{A}{\pi}\sqrt{\frac{\lambda}{r}}\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\varphi}{2}}{\cos\alpha - \cos\varphi}\cos\left(kr - nt + \frac{\pi}{4} + \delta\right).$$

Im ersten Fall verschwindet das Beugungsfeld in der positiven x-Achse der Fig. 1 ($\varphi = 0$, $\varphi = 2\pi$), im zweiten Fall im negativen Teil der x-Achse ($\varphi = \pi$). Es wird also im Fall a), wenigstens in der Nähe der x-Achse, weit mehr Energie in der negativen x-Richtung ausgesandt, als in der positiven, und dem entspricht eine positive Reaktionskraft auf die Halbebene $\mathfrak{K}_x$. Umgekehrt ist es im Fall b), hier überwiegt die Ausstrahlung in der positiven Richtung, was zu einer negativen Reaktionskraft führt. Auch die Berechtigung der Faktoren $\cos^2\frac{\alpha}{2}$ und $\sin^2\frac{\alpha}{2}$ in 1) und 2) tritt bei dieser Betrachtung klar hervor. Eine quantitative Durchführung dieser Überlegungen und die Berechnung der ponderomotorischen Kräfte mittels derselben würde jedoch erheblich schwieriger sein, als der in § 2 eingeschlagene Weg, da der Verlauf des Strahlungsvektors namentlich in der Nähe der Schattengrenze ein sehr komplizierter ist.

München, April 1914. Institut für theoretische Physik.

Über Zusammenstöfse zwischen Elektronen und den Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben;

von J. Franck und G. Hertz.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. April 1914.)
(Vgl. oben S. 393.)

In einer früheren Arbeit [1]) haben wir zeigen können, daß die Ionisierungsspannung, also die Spannung, die ein Elektron frei durchlaufen haben muß, um durch Stoß ein Gasmolekül zu ionisieren, eine für jedes Gas charakteristische Größe ist, und haben diese Größe für Helium, Neon, Argon, Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff gemessen. Die damals verwandte Methode war den von LENARD [2]) und von v. BAEYER [3]) benutzten ähnlich und bestand in der direkten Bestimmung des Beginns der Ionisation durch die stoßenden Elektronen. Sie erforderte erhebliche Vorsichtsmaßregeln, wenn die Ergebnisse nicht durch elektrische Doppelschichten und durch die Anfangsgeschwindigkeit der vom verwandten Glühdraht ausgehenden Elektronen gefälscht werden sollten. Ferner war besonders darauf zu achten, daß eine Grenze der Ionisation nicht dadurch vorgetäuscht wurde, daß die beobachtete Ionisation unterhalb einer gewissen Geschwindigkeit der Primärelektronen unter die durch die Empfindlichkeit der Meßinstrumente gegebene Beobachtungsschwelle sinkt. Eine solche Möglichkeit scheint uns bei den neuerdings von F. MAYER [4]) publizierten Werten der Ionisierungsspannung nach der Form der publizierten Formen im Gegensatz zu unseren nicht ausgeschlossen und dürfte vielleicht den Unterschied des von uns bzw. F. MAYER erhaltenen Wertes für die Ionisierungsspannung des Stickstoffs erklären können. Bei sorgfältiger Vermeidung dieser Fehler erhielten wir die Werte der Ionisierungsspannung auf 1 Volt genau. Spätere Versuche, dies Verfahren auf Metalldämpfe auszudehnen,

---

1) J. FRANCK und G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 34, 1913.
2) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) **8**, 149, 1903.
3) O. v. BAEYER, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96, 1908.
4) F. MAYER, Ber. der Heidelberger Akademie 1913, 15. Abh.

scheiterten an der Unmöglichkeit, bei der Erwärmung des Apparates Störungen auszuschließen.

Zur Prüfung der Beziehungen, welche sich einerseits aus der Quantentheorie, andererseits aus der Betrachtung von Atommodellen zwischen der Größe der Ionisierungsspannung und anderen Atomkonstanten, insbesondere Radius und Eigenfrequenz ergeben, schien es uns erwünscht, eine Methode auszuarbeiten, welche die frühere Methode an Genauigkeit übertrifft und sich auch auf Metalldämpfe anwenden läßt. Dies wurde uns durch unsere Untersuchungen über die Zusammenstöße zwischen langsamen Elektronen und Gasmolekülen ermöglicht. Das neue Verfahren, das zunächst nur für den Fall von Gasen ohne Affinität zum Elektron ausgearbeitet worden ist, sich aber voraussichtlich auch auf andere Gase wird anwenden lassen, benutzt folgende Tatsachen, die sich aus unseren früheren Versuchen ergeben:

1. Beim Zusammenstoß eines Elektrons, dessen kinetische Energie kleiner ist als die Ionisierungsarbeit, mit einem Gasmolekül wird das Elektron im allgemeinen reflektiert, erleidet dabei jedoch einen Energieverlust, der um so kleiner ist, je geringer die Elektronenaffinität des Gases ist. Im Falle eines Gases ohne Affinität zum Elektron ist dieser Energieverlust unmeßbar klein.

2. Bei einem Zusammenstoß zwischen einem Elektron und einem Gasmolekül, welcher zur Ionisation führt, verliert das Elektron seine gesamte kinetische Energie [1]).

3. Ist beim Zusammenstoß zwischen einem Elektron und einem Gasmolekül die kinetische Energie des Elektrons gleich oder größer als die Ionisierungsarbeit, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß der Zusammenstoß zur Ionisation führt, nicht klein gegen 1.

Die neue Methode der Messung der Ionisierungsspannung beruht darauf, daß die Ionisierungsarbeit der größte Wert ist, den die kinetische Energie der Elektronen besitzen darf, damit diese noch bei einer größeren Zahl von Stößen ohne Energieverlust von den Gasmolekülen reflektiert werden.

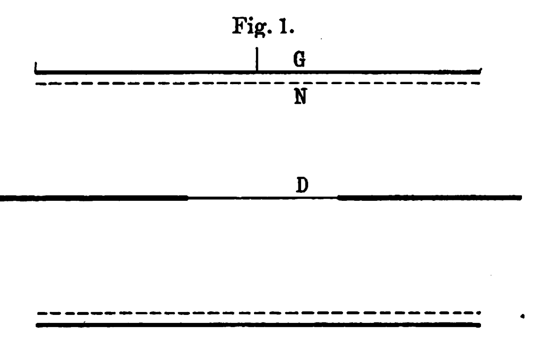
Da wir das neue Verfahren zur Messung der Ionisierungsspannung in Metalldämpfen verwenden wollten, mußten wir uns

---

[1]) Siehe hierzu auch O. v. Baeyer, Über die Reflexion langsamer Elektronen an Metallen, Phys. ZS. **10**, 168, 1909, und Gehrts, Ann. d. Phys. (4) **36**, 995, 1911.

zunächst überzeugen, daß diese sich hinsichtlich der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen tatsächlich wie Gase ohne Elektronenaffinität verhalten, wie es nach ihrem Verhalten bei der elektrischen Entladung, vor allem wegen des Eintritts selbständiger Entladung bei großer Dichte des Dampfes und kleiner Feldstärke zu erwarten war. Der sowohl zu diesen Versuchen, als auch zur endgültigen Messung der Ionisierungsspannung verwandte Apparat ist in der Fig. 1 dargestellt [1]). *D* ist ein Platindraht, dessen mittleres Stück dünner ist und durch einen elektrischen Strom zum Glühen gebracht werden kann. *N* ist ein feines Platindrahtnetz, welches den Draht *D* im Abstand von 4 cm zylindrisch umgibt, und *G* eine zylindrische Platinfolie, welche von *N* einen Abstand von 1 bis 2 mm hatte. *G* war

Fig. 1.



durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden. Durch in die Oberfläche des Glases eingeschmolzene Ringe aus Platinfolie war verhindert, daß von den spannungführenden Teilen Ströme über das Glas zum Galvanometer fließen konnten. Außer Glas und Platin enthielt der Apparat keine festen Bestandteile. Alle Zuleitungen waren in das Glas eingeschmolzen.

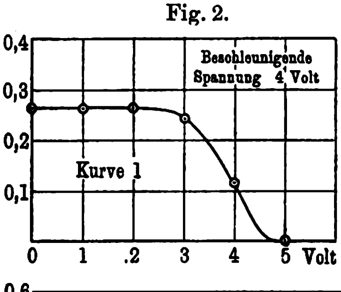
Während der Messung befand sich der Apparat in einem elektrisch geheizten Paraffinbad. Mit der während der Messungen dauernd laufenden Pumpe war er durch ein enges U-Rohr verbunden, das sich ebenfalls im Heizbad befand und an seinem tiefsten Punkt einen mit Quecksilber gefüllten Ansatz hatte. Da sich außerdem im unteren Teil des eigentlichen Apparates ein

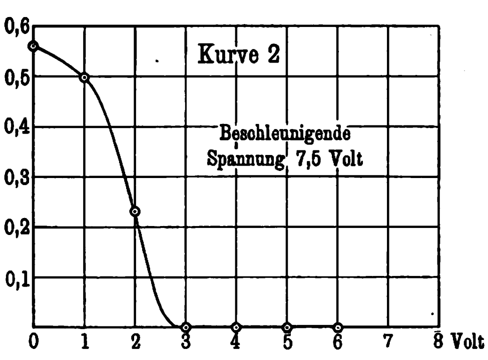
[1]) Für die sehr schwierige Herstellung des Apparates sind wir dem Glasbläser Herrn Schmidt bei der Firma Burger u. Co. zu Dank verpflichtet.

Tropfen Quecksilber befand, so wird der Druck des Quecksilberdampfes nicht wesentlich tiefer als der der Temperatur entsprechende Sättigungsdruck gewesen sein. Auf den genauen Wert des Druckes kommt es gar nicht an. Da die meisten Messungen bei Temperaturen von 110 bis 115° gemacht wurden, so betrug der Druck des Quecksilberdampfes etwa 1 mm.

Die Vorversuche, welche zeigen sollten, daß sich der Quecksilberdampf bei Zusammenstößen zwischen Elektronen und Gasmolekülen wie ein Gas ohne Affinität zum Elektron verhält, entsprachen durchaus denen, die früher mit Helium angestellt worden sind. Es zeigte sich dabei, daß die Elektronen an den Quecksilberatomen ohne Energieverlust reflektiert werden, solange ihre Geschwindigkeit einer durchlaufenen Spannung von weniger als 5 Volt entspricht. Kurve 1 und 2 zeigen für zwei Fälle die Energieverteilungskurven, welche genau wie in den früheren Arbeiten durch graphische Differentiation derjenigen Kurven erhalten sind, welche den am Galvanometer gemessenen Strom als Funktion der zwischen Drahtnetz N und Auffangezylinder G angelegten verzögernden Spannung darstellen. Bei der Kurve 1 war zwischen D und N eine beschleunigende Spannung von 4 Volt, bei Kurve 2 eine solche von 7,5 Volt angelegt. Man sieht, daß diese Meßresultate durchaus den an Helium gewonnenen entsprechen. Der Unterschied in der Kurvenform rührt von der verschiedenen geometrischen Gestalt der benutzten Apparate her. Schon aus diesen Messungen erkennt man, daß der plötzliche Eintritt der unelastischen Stöße im Quecksilberdampf

Fig. 2.

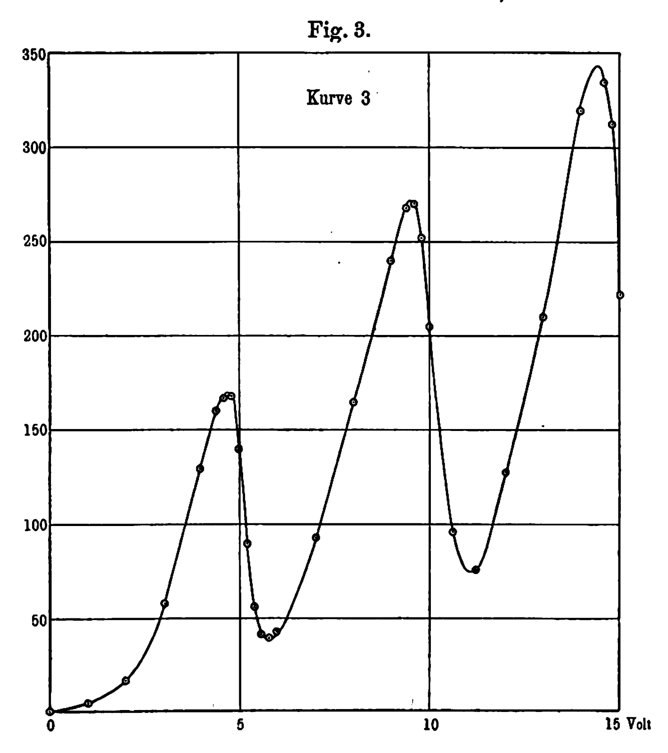




dann eintritt, wenn die Strahlen etwa 5 Volt durchlaufen haben, d. h. etwa 5 Volt würde die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes sein. Um diesen Punkt noch genauer festzulegen, wurde nunmehr so verfahren, daß bei konstanter verzögernder Spannung zwischen N und G der am Galvanometer gemessene Strom in seiner Abhängigkeit von der zwischen D und N angelegten beschleunigenden Spannung gemessen wurde. Es ist folgender Verlauf zu erwarten: Solange die beschleunigende Spannung kleiner ist als die verzögernde, ist der Strom Null. Dann wird er ansteigen, bis die beschleunigende Spannung gleich der Ionisierungsspannung geworden ist. In diesem Augenblick werden die Elektronen in der Nähe des Drahtnetzes unelastische Stöße erleiden und dabei ionisieren. Da sie selbst und die bei der Ionisation befreiten Elektronen bis zum Durchtritt durch das Drahtnetz nur noch eine sehr geringe Spannung durchlaufen, so treten sie ohne merkliche Geschwindigkeit durch das Drahtnetz hindurch und sind nicht imstande, gegen das verzögernde Feld anzulaufen. Der Galvanometerstrom wird daher auf Null abfallen, sobald die beschleunigende Spannung größer geworden ist, als die Ionisierungsspannung. Steigert man die beschleunigende Spannung weiter, so rückt die Stelle, an der die Elektronen unelastische Stöße erleiden, vom Drahtnetz nach innen. Die nach dem unelastischen Zusammenstoß vorhandenen Elektronen durchlaufen also auf dem Wege zum Drahtnetz eine Spannung, welche gleich der Differenz der beschleunigenden Spannung und der Ionisierungsspannung ist. Sobald diese Differenz größer geworden ist, als die konstante verzögernde Spannung zwischen N und G, können wieder Elektronen gegen das verzögernde Feld anlaufen und der Galvanometerstrom steigt wieder an. Da die Zahl der Elektronen durch die Ionisation vergrößert ist, steigt er noch höher an, als das erste Mal. Sobald jedoch die beschleunigende Spannung gleich der doppelten Ionisierungsspannung geworden ist, erleiden die Elektronen in der Nähe des Drahtnetzes zum zweitenmal unelastische Zusammenstöße. Da sie hierbei ihre Energie ganz verlieren, die neugebildeten Elektronen ebenfalls keine merkliche Geschwindigkeit besitzen, so können keine Elektronen mehr gegen das verzögernde Feld anlaufen. Sobald daher die beschleunigende Spannung größer wird, als das Doppelte der Ionisierungsspannung, sinkt der Galvanometerstrom wieder auf

Null. Da sich dieselbe Erscheinung jedesmal wiederholt, wenn die beschleunigende Spannung gleich einem ganzen Vielfachen der Ionisierungsspannung wird, so haben wir eine Kurve zu erwarten, die Maxima von wachsender Größe besitzt, deren Abstand stets gleich der Ionisierungsspannung ist. Die Gestalt der Kurven wird in Wirklichkeit noch dadurch beeinflußt, daß zwischen den

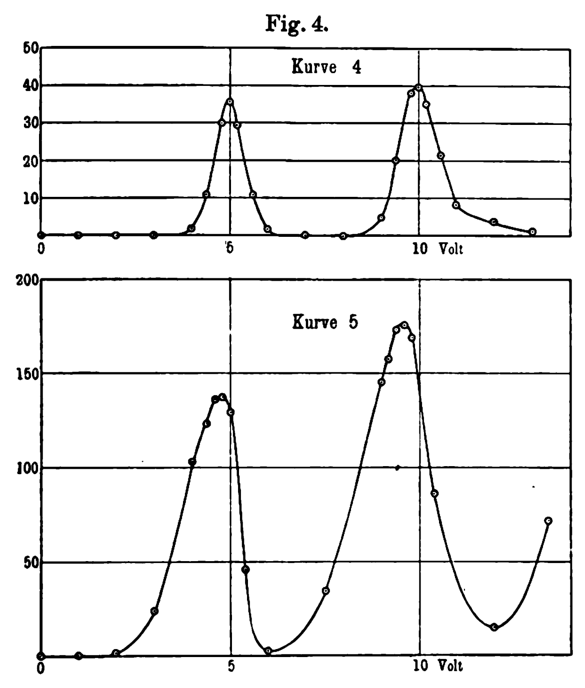
Fig. 3.



Enden des als Elektronenquelle dienenden Glühdrahtes eine Spannung von 1,3 Volt bestand, sowie dadurch, daß namentlich bei starken, für die Elektronen verzögernden Feldern positive Ionen in den Raum zwischen N und G hineingelangen. Der erste dieser beiden Einflüsse wird bewirken, daß der Abfall nach dem Überschreiten eines ganzen Vielfachen der Ionisierungsspannung nicht ganz plötzlich erfolgt, sondern sich über eine Strecke von etwa 1,3 Volt erstreckt. Der zweite, daß namentlich bei größeren verzögernden Spannungen die Maxima langsamer anwachsen, als sie eigentlich müßten. Die in den Kurven 3 bis 5

dargestellten Ergebnisse unserer Messungen zeigen, daß unsere Erwartungen sich durchaus bestätigt haben. Die Maxima sind außerordentlich scharf ausgeprägt und geben daher die Möglichkeit einer sehr genauen Messung der Ionisierungsspannung. Die Werte für den Abstand zweier benachbarter Maxima liegen sämtlich zwischen 4,8 und 5,0 Volt, so daß wir 4,9 Volt als den rich-

Fig. 4.

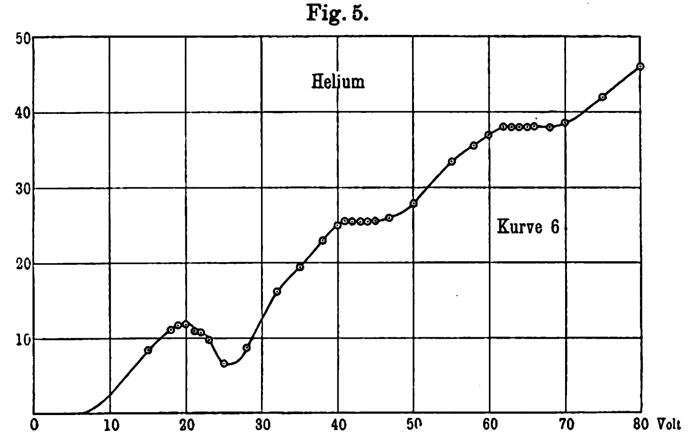


tigsten Wert für die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes ansehen können.

Um an einem Beispiel die neue Methode zur Messung der Ionisierungsspannung mit der alten zu vergleichen, haben wir auch in Helium Messungen angestellt. Hier liegen die Verhältnisse jedoch bei weitem nicht so günstig, wie bei dem Quecksilberdampf, denn dieser hat eine niedrigere Ionisierungsspannung als alle als Verunreinigung in Frage kommenden Gase, während Helium im Gegensatz dazu die größte Ionisierungsspannung (20,5 Volt) hat. Hier werden daher alle Beimengungen bei kleineren Geschwindigkeiten der stoßenden Elektronen ionisiert, also völlig unelastische Stöße bedingen und daher eine Ver-

wischung der Maxima hervorrufen. Trotzdem läßt sich aus solchen, in Helium gemessenen Kurven die Ionisierungsspannung immer noch mit beträchtlicher Genauigkeit entnehmen. Fig. 5 zeigt eine in Helium gemessene Kurve, welche für die Ionisierungsspannung den Wert von 21 Volt ergibt, in guter Übereinstimmung mit unseren früheren Messungen, als deren Ergebnis wir 20,5 Volt angegeben haben. Wegen der Unschärfe der Maxima glauben wir dem neuen Werte keine größere Genauigkeit als dem früher bestimmten zuschreiben zu dürfen, so daß also der im Quecksilberdampf gemessene Wert als der am genauesten bekannte Wert einer Ionisierungsspannung anzusehen sein dürfte. Diese

Fig. 5.



Tatsache ermöglichte uns, einen zuerst von J. Stark verschiedentlich betonten, aus der Quantentheorie gewonnenen Zusammenhang zwischen der Ionisierungsspannung und der Eigenfrequenz des abzutrennenden Elektrons zum mindesten für den Fall des Quecksilberdampfes quantitativ zu prüfen, nachdem qualitativ bis dahin eigentlich alle Ansätze, die sich darüber in der Literatur finden, gleich gut bzw. gleich schlecht zu stimmen scheinen, was durch die von Sommerfeld betonte Größenordnungsbeziehung zwischen λ, ν, e, m und r bedingt ist. Die meisten Ansätze laufen darauf hinaus, daß die Frequenz einer bestimmten Eigenschwingung eines Elektrons multipliziert mit der Konstante h gleich der zur Ionisation benötigten Energie gesetzt wird [1]). Beim

[1]) Siehe Seeliger, Bericht über die Stoßionisation, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. **10**, 431, 1913. Wir möchten bei dieser Gelegenheit darauf hin-

Quecksilberdampf liegt es nahe, an die äußerst ausgesprochene Eigenfrequenz der von WOOD gefundenen sogenannten Resonanzlinie des Quecksilberdampfes $\lambda = 253{,}6\,\mu\mu$ zu denken. Rechnet man das Produkt $h\nu$ für diese Frequenz aus, so erhält man die Energie, die ein Elektron besitzt, das 4,84 Volt durchlaufen hat. Das ist eine so gute Übereinstimmung mit dem von uns erhaltenen Werte, daß man wohl kaum an einen Zufall glauben kann.

Da unser Meßverfahren zur Bestimmung der Ionisierungsspannung ein indirektes ist, so haben wir zu diskutieren, ob das plötzliche Einsetzen der unelastischen Stöße der Elektronen bei einer kritischen Geschwindigkeit sich auch auf andere Weise erklären läßt. In der Tat ist es durchaus möglich, die Resultate durch die Annahme zu deuten, daß das stoßende Elektron seine Energie in Lichtstrahlung der Wellenlänge $253{,}6\,\mu\mu$ umsetzt, sobald seine Energie den entsprechenden Betrag $h\nu$ erreicht hat, ohne daß dabei eine Ionisation auftreten müßte. Die Möglichkeit wäre natürlich quantentheoretisch von Bedeutung und wir wollen daher versuchen, in Quarzröhren das Auftreten einer solchen Strahlung direkt nachzuweisen.

Aus folgender Überlegung scheint uns jedoch mit großer Sicherheit zu folgen, daß sowohl Ionisation als auch Lichtstrahlung auftritt.

Das Auftreten von Ionisation bei Zusammenstoß von 4,9-Voltstrahlen mit Quecksilbermolekülen folgt aus folgenden Tatsachen:

1. Die Ionisierungsspannung kann nicht kleiner sein als 4,9 Volt, da sonst bei einer kleineren Spannung unelastische Stöße auftreten müßten.

2. Die Ionisierungsspannung kann 4,9 Volt nur um äußerst kleine Werte überschreiten, da sonst in Quecksilberdampf von mehreren Atmosphären eine Entladung nur bei einer sehr hohen Feldstärke einsetzen könnte. Da bei diesem Druck die freie Weglänge der Elektronen etwa 10^{-6} cm ist, so muß die Feldstärke

weisen, daß sowohl die Reihenfolge der Ionisierungsspannungen der bisher untersuchten Gase und auch angenähert die Absolutwerte wiedergegeben werden, wenn man als Frequenz die Dispersionsfrequenzen der Gase einsetzt. (CUTHBERTSON, Phil. Mag. (6) **25**, 592, 1913; I. KOCH, Ark. f. Astron., Mat. och Fys. 1913.) Zu einer sicheren Nachprüfung genügt aber nicht die Sicherheit der Bestimmung der Eigenfrequenzen der Elektronen aus der Dispersion.

so groß sein, daß die Elektronen auf einem Wege von etwa 10^{-6} cm die Differenz zwischen 4,9 Volt und der Ionisierungsspannung frei durchlaufen können. Da nun das Einsetzen der Entladung im Quecksilberdampf von diesem Druck bei sehr kleiner Feldstärke erfolgt, so kann sich die Ionisierungsspannung von 4,9 Volt nur um einen äußerst kleinen Betrag unterscheiden.

3. Nach Versuchen von STEUBING[1]) wird Quecksilberdampf bei Bestrahlen mit Licht des Spektralbereiches um die Linie 253,6 $\mu\mu$ herum schon ionisiert, und auch WOOD[2]) schließt aus dem völligen Mangel an Polarisation der Resonanzstrahlung bei polarisiertem erregenden Licht, daß entsprechend STARKs Hypothese diese Resonanzstrahlung im Gegensatz zur Natriumresonanzstrahlung sich unter Ionisationserscheinungen vollzieht.

Für das gleichzeitige Auftreten von Lichtstrahlung spricht, daß man aus der Schärfe der Maxima der oben abgebildeten Kurven auf eine sehr gute Ausbeute der Ionisation schließen müßte, ohne daß eine entsprechend starke Ionisation sich nachweisen läßt. Diese hätte sich bei Messungen der Ionisierungsspannung in Gasen nach dem alten Verfahren bei Anwesenheit von Quecksilberdampf störend bemerkbar machen müssen, aber weder v. BAEYER[3]), der direkt nach diesem Einfluß suchte, noch wir haben ihn beobachten können. Wir möchten daher annehmen, daß bei einem Teil der Stöße sich die Energie in Lichtstrahlung umsetzt. Das ist übrigens völlig in Übereinstimmung mit den Resultaten von HOLM[4]), der bei Fortführung von GEHRCKE und SEELIGERs[5]) Versuchen über die Lichterregung durch Kathodenstrahlen fand, daß das erste sichtbare Leuchten in verschiedenen Gasen gerade immer wenig über den Spannungen eintritt, die wir als Ionisierungsspannungen gefunden haben. Ob in unserem Falle das emittierte Licht der Linie 253,6 $\mu\mu$ angehört, hoffen wir bald feststellen zu können.

---

[1]) W. STEUBING, Phys. ZS. **10**, 787, 1909.
[2]) R. W. WOOD, ebenda **14**, 1189, 1913.
[3]) O. v. BAEYER, l. c.
[4]) R. HOLM, Phys. ZS. **15**, 289, 1914.
[5]) E. GEHRCKE und R. SEELIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 341, 1912.

Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, daß die Elektronen im Quecksilberdampf elastische Zusammenstöße mit den Molekülen erleiden, bis zu einer kritischen Geschwindigkeit.

2. Es wird ein Verfahren beschrieben, diese kritische Geschwindigkeit auf ein Zehntel Volt genau zu messen. Sie ist gleich der Geschwindigkeit, die Elektronen besitzen, die 4,9 Volt durchlaufen haben.

3. Es wird gezeigt, daß die Energie eines 4,9-Voltstrahles genau gleich einem Energiequantum der Quecksilberresonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ ist.

4. Es werden die Gründe dafür diskutiert, daß bei der Energieabgabe der 4,9-Voltstrahlen an die Quecksilbermoleküle ein Teil der Stöße zur Ionisation führt, so daß 4,9 Volt die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes wäre. Ein anderer Teil der Stöße scheint Lichterregung hervorzurufen, von der wir vermuten, daß sie in der Emission der Linie 253,6 $\mu\mu$ besteht [1]).

Ein Teil der verwandten Apparate, sowie das benutzte Platin ist aus Mitteln der Solvay-Stiftung angeschafft, wofür wir unseren besten Dank auszusprechen haben.

Berlin, den 5. Mai 1914. Physik. Institut der Universität.

---

[1]) Anmerkung bei der Korrektur (16. Mai): Wir haben unterdes Versuche angestellt, um die Anregung der Linie 253,6 $\mu\mu$ durch 4,9 Volt-Strahlen nachzuweisen, die in der Tat ein positives Resultat ergaben; wir werden darüber im nächsten Heft der Verhandlungen berichten.



Bemerkung zum Bogen- und Funkenspektrum des Heliums;

von J. Stark.

(Eingegangen am 7. Mai 1914.)

---

1. Problem. Vor einem Jahre[1]) habe ich auf den Unterschied zwischen den Bogen- und Funkenlinien eines Elementes in ihrer Kanal- und Kathodenstrahlen-Emission hingewiesen und die Annahme geäußert, daß die einen, die Bogenlinien, von dem positiv einwertigen Atomion eines Elementes, die Funkenlinien dagegen von positiv zwei- oder höherwertigen Atomionen emittiert werden. Diese Idee habe ich dann zusammen mit meinen Mitarbeitern in einer Reihe von Arbeiten[2]) experimentell zu prüfen gesucht, und wir haben, wohl außer Zweifel stellen können, daß das Bogen- und das Funkenspektrum eines Elementes verschiedene Träger haben, die sich dadurch unterscheiden, daß der Träger des Funkenspektrums mindestens ein Elektron weniger besitzt als der Träger des Bogenspektrums. Wenn also, wie zum mindesten sehr wahrscheinlich ist, der Träger des Bogenspektrums das positiv einwertige Atomion ist, so ist derjenige des Funkenspektrums das positiv zweiwertige Atomion, falls nicht noch weitere Atomionenarten vorkommen.

An diesem Hauptresultat der erwähnten Arbeiten kann wohl schwerlich mehr gerüttelt werden. Einzelne experimentelle Resultate mögen freilich mit der Zeit eine andere Deutung erfahren, als ich sie auf Grund des mir vorliegenden Beobachtungsmaterials geben konnte. Und ich hoffe sogar, daß durch derartige nachträgliche Verbesserungen das gekennzeichnete Hauptresultat nur um so fester begründet werden wird. So bin ich heute in der Lage, eine Schwierigkeit zu beseitigen, welche ich im Laufe meiner Untersuchungen in zunehmendem Maße empfand.

---

[1]) J. Stark, Phys. ZS. **14**, 102, 1913.

[2]) He: J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 499, 1913; Al, Ar, Hg: J. Stark, G. Wendt, H. Kirschbaum und R. Künzer, ebenda **42**, 241, 1913; O: J. Stark, G. Wendt und H. Kirschbaum, Phys. ZS. **14**, 770, 1913; Al, S, Cl, J, N: J. Stark und R. Künzer, Ann. d. Phys. Jahrgang 1914.

In der ersten der erwähnten Untersuchungen wurde nämlich das Auftreten zweier Geschwindigkeitsintervalle im bewegten Streifen der Serienlinien des Heliums festgestellt. Hieraus war mit Notwendigkeit zu folgern, daß vor der Kathode positiv ein- und zweiwertige Heliumatomionen beschleunigt werden. Da nun damals nur das Seriensystem des „Heliums“ und dasjenige des „Parheliums“ bekannt war und da bei den Linien des Parheliums die bewegte Intensität im zweiten Intervall verglichen mit derjenigen im ersten Intervall etwas größer sich ergab als bei den Linien des Heliums, so folgerte ich, daß das Seriensystem des Heliums das positiv einwertige, dasjenige des Parheliums das positiv zweiwertige Atomion als Träger habe. Indes erschien mir dieser Schluß mehr und mehr unsicher; bei den übrigen untersuchten Elementen ergab sich nämlich der Unterschied zwischen den Bogen- und Funkenlinien im Kanalstrahlenverhalten sehr viel größer als zwischen den zwei Seriensystemen des Heliums, und zudem kam mir bedenklich vor, daß das Seriensystem des Parheliums bereits bei kleiner Stromdichte in der positiven Säule, wenn auch weniger intensiv als das System des Heliums, zur Emission kommt. Da ich indes keine andere Möglichkeit der Erklärung sah, so hielt ich an meiner ursprünglichen Auffassung fest.

Diese Sachlage hat sich jedoch jetzt geändert. Als nämlich A. Fowler[1]) die sogenannte Hauptserienlinie des Wasserstoffs λ 4686 Å an dem oszillatorischen Funken in einem Gemisch von Wasserstoff und Helium beobachtete und zudem N. Bohr[2]) die Vermutung äußerte, daß diese Linie nicht dem Wasserstoff, sondern dem Helium zuzueignen sei, da vermutete ich, daß λ 4686 eine Linie des bisher unbekannten Funkenspektrums des Heliums sei. Die weitere Verfolgung dieser Idee, die mir einen Ausweg zur Beseitigung der obigen Schwierigkeit wies, mußte ich indes anderer Arbeiten wegen zurückstellen; zudem erfuhr ich auch durch eine freundliche Mitteilung, daß Herr H. Rau mit der Untersuchung der Bedingungen des Auftretens jener Linie beschäftigt sei. Nachdem unterdes Rau[3]) seine Untersuchungen veröffentlicht hat, darf ich wohl meine eigenen früheren und kürzlichen Beobachtungen an der Linie λ 4686 Å mitteilen, zumal sie zu-

[1]) A. Fowler, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 73, Nr. 2, Dez. 1912.
[2]) N. Bohr, Phil. Mag. (6) 26, 1, 1913.
[3]) H. Rau, Ber. d. Phys.-med. Ges. Würzburg, 26. Februar 1914.

sammen mit denjenigen von Rau ermöglichen, diese Linie endgültig als eine Funkenlinie des Heliums zu kennzeichnen.

Die Frage, ob sie wirklich dem Helium und nicht vielleicht doch dem Wasserstoff unter besonderen Bedingungen zuzuordnen sei, hat nämlich auch Rau offen gelassen. Denn er hatte wie Fowler die Linie nicht ohne die Wasserstofflinien auf seinen Spektrogrammen erhalten.

2. Beobachtung der Funkenlinie λ 4686 Å an Helium ohne Wasserstoff. Unter den zahlreichen Heliumröhren, welche in der letzten Zeit durch meine Hände gegangen sind, habe ich eine erhalten, welche das Heliumspektrum rein ohne eine Andeutung der Wasserstofflinien liefert. Diese Röhre, eine Geißlerröhre mit Zylinderelektroden, erlaubt folgende Beobachtungen.

Bei Betrieb mit einem kleinen Induktorium (Bogenbedingungen) bringt die positive Säule in der Kapillare (Gasdruck ungefähr 1 mm) nur das Seriensystem des Heliums und dasjenige des Parheliums zur Emission. Die Wasserstofflinien sind selbst dann noch nicht angedeutet, wenn die stärkeren Heliumlinien überlichtet sind. Ebenso ist noch keine Spur der Linie λ 4686 Å wahrzunehmen.

Legt man die Röhre in den Schwingungskreis einer großen Leidener Flasche und einer Funkenstrecke in freier Luft, läßt man also die große momentane Stromstärke des oszillatorischen Funkens durch die Röhre gehen, so erscheint das gelbe Leuchten der Röhre bereits dem bloßen Auge recht geschwächt, und um die bekannten Linien des Heliums und Parheliums von der Kapillare zu erhalten, muß man sehr viel länger als zuvor belichten. Indes erscheint nun als intensivste Linie hinter λ 4472 und λ 3889 Å die Linie λ 4686 Å, viel intensiver als λ 4713 bis 4922 und 5016 Å. Von den Wasserstofflinien ist auch unter den neuen Bedingungen keine Spur im Spektrogramm wahrnehmbar.

Bei diesen Funkenaufnahmen habe ich die Belastung der Röhre durch allmähliche Verlängerung der Funkenstrecke (bis zu 10 mm) nur ebenso groß gewählt, daß das intensive gelbe „Bogenleuchten“ dem schwächeren weißlichen „Funkenleuchten“ Platz machte. Bei stärkerer Belastung wäre der Heliuminhalt der Röhre infolge der Zersetzung der Glaswand verunreinigt worden. So liefert sie auch jetzt noch bei Bogenbedingungen rein die bekannten Heliumlinien.

Zu den Aufnahmen diente ein Konkavgitter von 1,5 m Radius und einer Dispersion von 1 mm: 8,9 Å in der ersten Ordnung.

Nachdem somit einmal die Linie λ 4686 Å intensiv am Funken im Helium bei Abwesenheit von Wasserstoff beobachtet wurde, kann kein Zweifel mehr bestehen, daß sie nicht dem Wasserstoff, sondern dem Helium angehört. Der Umstand, daß sie nicht unter den Bogenbedingungen, sondern unter den Funkenbedingungen in der positiven Säule erscheint, führt dazu, sie für eine Funkenlinie zu erklären. Diese Folgerung wird durch das Verhalten der Linie in den Kathoden- und Kanalstrahlen bestätigt.

3. Verhalten der He-Funkenlinie λ 4686 Å in den Kathoden- und Kanalstrahlen. Über das Auftreten der He-Linie 4686 Å in der Lichtemission, welche ein Kathodenstrahlbündel anregt, hat H. Rau wertvolle Beobachtungen mitgeteilt, denen kaum etwas hinzuzufügen ist. Er hat nämlich festgestellt, daß diese Linie nicht von den langsamen Kathodenstrahlen (30 Volt), welche sämtliche Linien des Heliums und Parheliums anregen, zur Emission gebracht werden kann, sondern daß sie erst von viel schnelleren Strahlen, die mehr als 80 Volt Spannungsdifferenz durchlaufen haben müssen, angeregt wird. Daraus ist zu folgern, daß sie in der negativen Schicht des Glimmstromes (Kathodenstrahlen von mehr als 200 Volt) zur Emission gebracht wird. Dieses Resultat Raus kennzeichnet die Linie λ 4686 Å als Funkenlinie des Heliums gemäß der von mir gegebenen Regel: „Wir können darum das intensive Auftreten von Linien in der negativen Glimmschicht, ihr Fehlen oder ihre geringere Intensität in der positiven Säule als Charakteristikum ihrer Zugehörigkeit zu der Gruppe der Funkenlinien betrachten.“ Wie nebenbei bemerkt sei, lassen sich die Bogen- und Funkenlinien eines Elementes so, wie es Rau bei den Bogenlinien und jener Funkenlinie des Heliums getan hat, noch besser quantitativ durch die Zuordnung des Schwellenwertes der Geschwindigkeit der sie anregenden Kathodenstrahlen charakterisieren.

Was die Anregung der Bogen- und Funkenlinien durch die Kanalstrahlen betrifft, so habe ich früher folgende Regel angegeben: — „bringen die Kanalstrahlen entsprechend ihrer großen kinetischen Energie im allgemeinen wie die schnellen Kathodenstrahlen ebenfalls gleichzeitig die Bogen- und die Funkenlinien eines Elementes zur Emission, indes mit dem Unterschied, daß

sie die Bogenlinien im Verhältnis zu den Funkenlinien sehr viel intensiver als die Kathodenstrahlen liefern.“ Der Unterschied im Kanalstrahlenverhalten der zwei Linienarten tritt, wie auf Grund des von mir gegebenen Gedankenganges zu erwarten ist, deutlich zutage, wenn der Vergleich einmal für langsame, das andere Mal für schnelle Kanalstrahlen durchgeführt wird. Ich kann in dieser Hinsicht über die He-Funkenlinie λ 4686 Å auf Grund zahlreicher Glasprismen-Spektrogramme, welche ich zusammen mit meinen Mitarbeitern in den letzten Jahren gewonnen habe, folgende Beobachtungen mitteilen.

Und zwar sei zunächst nur von den ruhenden Linien die Rede; sie werden, wie ich gezeigt[1]) habe, durch den Stoß von Kanalstrahlenteilchen auf ruhende Gasatome zur Emission gebracht.

He-Kanalstrahlen, die in reinem Helium erzeugt werden und verlaufen, bringen wohl die ruhenden He-Bogenlinien (Seriensysteme von Helium und Parhelium) intensiv zur Emission, aber wenigstens bis zu 8000 Volt Kathodenfall die He-Funkenlinie λ 4686 Å nicht in merklicher Intensität. Nur auf dem in den Bogenlinien sehr intensiven Spektrogramm 213 (sechs Stunden Belichtung, sehr reines Helium) ist sie deutlich herausgekommen; indes vermute ich, daß sie in diesem Falle aus der negativen Glimmschicht kam, da bei den Kanalstrahlenaufnahmen etwas Licht aus dieser durch die Kathodenkanäle hindurch in den Spektrographen gelangen konnte und in reinem Helium die Emission der Glimmschicht merklich intensiv war, ein Fall, der bei den folgenden Beobachtungen nicht vorlag. Das Fehlen der He-Funkenlinie λ 4686 Å in den He-Kanalstrahlen bis zu 8000 Volt Kathodenfall erklärt sich nun ungezwungen aus der Tatsache, daß He-Kanalstrahlen in reinem Helium keine großen Geschwindigkeiten annehmen.

Mischt man Helium einem anderen Gas, z. B. Sauerstoff oder Schwefeldampf, bei, so bringen Kanalstrahlen bis zu einem Kathodenfall von 4000 Volt die He-Funkenlinie nicht in merklicher Intensität zur Emission. Dagegen ist dies der Fall bei Kanalstrahlen von mehr als 10000 Volt Kathodenfall in einer

---

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 42, 163, 1913.

Mischung von Sauerstoff, Schwefeldampf, Chlor oder Quecksilberdampf mit Helium. Für alle diese Fälle besitze ich Spektrogramme, auf denen die He-Linie λ 4686 Å deutlich wahrnehmbar ist. In allen diesen Fällen wird diese Linie durch die Kanalstrahlen der schwereren Elemente zur Emission gebracht. Denn deren Atome werden überwiegend durch die Kathodenstrahlen vor der Kathode ionisiert, machen so den Hauptteil der Kanalstrahlen aus und liefern auch fast ausschließlich die Lichtemission hinter der Kathode infolge ihrer zahlreicheren Zusammenstöße mit ruhenden Gasatomen wegen ihrer größeren Masse. Die anderen bekannten Linien des Heliums werden von den langsamen und schnellen Kanalstrahlen anderer Elemente ebenfalls und zwar viel intensiver als die Funkenlinie zur Emission gebracht.

Dieser Unterschied zwischen den zwei Linienarten des Heliums hinsichtlich der Emission ihrer ruhenden Intensität durch langsame und schnelle Kanalstrahlen gibt uns einen neuen Grund, die bekannten Linien des Heliums (Seriensysteme von Helium und Parhelium) als Bogenlinien, die neue Linie λ 4686 Å als Funkenlinie anzusprechen.

Was die bewegten Streifen in den Kanalstrahlen betrifft, so war ja bereits aus früheren Untersuchungen (Rau) bekannt, daß sie für reines Helium bei den bekannten Heliumlinien nur eine sehr kleine Intensität im Verhältnis zu den ruhenden Linien besitzen; nur durch Zusatz eines elektronegativen Gases konnten wir sie später intensiver für Meßzwecke herausholen. Wenn nun schon der Träger der Bogenlinien des Heliums als positiv einwertiges Atomion einer weitgehenden Elektronisierung in den Kanalstrahlen unterworfen ist, so dürfen wir das gleiche in noch viel größerem Maße bei dem Träger einer Funkenlinie des Heliums erwarten. Nur von der Herstellung sehr schneller He-Strahlen ist das Auftreten einer bewegten Intensität im zweiten Geschwindigkeitsintervall zu erhoffen. Nun aber lassen sich in reinem Helium keine schnellen Kanalstrahlen machen und in der Mischung mit einem schwereren elektronegativen Gas tritt der Anteil des Heliums an den Kanalstrahlen stark zurück, so daß die Intensität der He-Linie der kleinen Strahlenzahl wegen sehr klein wird. In der Tat ist auf keinem meiner Spektrogramme mit Sicherheit ein bewegter Streifen neben der ruhenden He-Linie λ 4686 Å wahrzunehmen.

Das Auftreten zweier Geschwindigkeitsintervalle in dem bewegten Streifen der Bogenlinien des Heliums läßt sich zwanglos in folgender Weise erklären, wenn wir annehmen, daß sie das positiv einwertige, die Funkenlinie λ 4686 Å das zweiwertige Atomion als Träger haben.

Vor der Kathode werden sowohl zwei- wie einwertige He-Atomionen beschleunigt und treten mit „ein- und zweiwertigen" Geschwindigkeiten in den Kanalstrahlenraum hinter der Kathode aus. Hier indes elektronisiert sich weitaus der größte Teil der zweiwertigen Atomionen; im Zustande einwertiger Ionen bringen sie dann im zweiwertigen Geschwindigkeitsintervall die einwertigen Bogenlinien zur Emission; diese werden außerdem noch von einwertigen Atomionen, die einwertig vor der Kathode beschleunigt wurden, im einwertigen Geschwindigkeitsintervall emittiert.

4. Resultate:

1. Die bisher dem Wasserstoff zugeschriebene Linie λ 4686 Å wird von der positiven Säule des oszillatorischen Funkens in wasserstofffreiem Helium intensiv zur Emission gebracht.

2. Die zwei bekannten Seriensysteme des Heliums verhalten sich in der positiven Säule, in den Kathoden- und in den Kanalstrahlen wie Bogenlinien.

3. Die neue Heliumlinie λ 4686 Å zeigt in der positiven Säule, in den Kathoden- und in den Kanalstrahlen das Verhalten einer Funkenlinie.

4. Die Eigenheiten der Emission des Bogen- und des Funkenspektrums des Heliums lassen sich zwanglos dahin deuten, daß jenes das positiv einwertige He-Atomion, dieses das positiv zweiwertige He-Atomion als Träger hat.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, 1. Mai 1914.

Ableitung der Grundgleichungen der Thermoelastizität aus dem Prinzip der kleinsten Wirkung;

von Angelika Székely de Doba.

Aus dem mathemat.-physikal. Kabinett der Universität Graz.
(Vorstand: Prof. Dr. A. WASSMUTH.)

(Eingegangen am 2. Mai 1914.)

PLANCK weist in seinem Buche: „Acht Vorlesungen über theoretische Physik" (7. Vorlesung, S. 98) darauf hin, daß man das Prinzip der kleinsten Wirkung unmittelbar auch auf nichtmechanische Vorgänge anwenden kann und daß unter anderem solche Anwendungen in der Thermodynamik zu den dort gültigen Gesetzen führen. Im folgenden werden die Grundgleichungen der Thermoelastizität aus dem Prinzip der kleinsten Wirkung abgeleitet.

Wir schreiben das Prinzip in der Form:

$$\int_{t_0}^{t_1} (\delta' H + \delta' A)\, d t = 0.$$

Die Funktion H ist das kinetische Potential. Der Operator δ' ist die sogenannte Variation ohne Variation der unabhängigen Veränderlichen t. Es gilt also, wenn F eine Funktion der unabhängigen Veränderlichen φ_i ist:

$$\delta' F = \sum_i \frac{\partial F}{\partial \varphi_i} \delta' \varphi_i.$$

$\delta' A$ ist die virtuelle Arbeit bei der Verschiebung δ'.

Es besteht die Gleichung:

$$H = -(E - TS),$$

d. h. das kinetische Potential ist entgegengesetzt gleich der freien Energie (vgl. PLANCK, 7. Vorlesung, S. 104).

Die freie Energie wird dargestellt durch das erste thermodynamische Potential F:

$$F = E - TS,$$

also auch

$$F = -H.$$



Wir benutzen den Ansatz für F, wie ihn VOIGT für elastische Körper in seiner Thermodynamik I, S. 300, Formel 100 aufgestellt hat:

$$2F = \sum_{h=1}^{6} \sum_{k=1}^{6} c_{hk} x_h x_k - 2\tau \sum_{h=1}^{6} q_h x_h - r\tau^2,$$

die x_i $(i = 1, \ldots 6)$ bedeuten die sechs Deformationen, τ ist die Abweichung der herrschenden Temperatur T von einer Anfangstemperatur T_0:

$$\tau \equiv T - T_0,$$

c_{hk}, q_h, r sind Konstante. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann

$$c_{hk} = c_{kh}$$

gesetzt werden. Wir können also schreiben:

$$-2H = \sum\sum c_{hk} x_h x_k - 2\tau \sum q_h x_h - r\tau^2.$$

Wir wählen als allgemeine Koordinaten des Zustandes die sechs Deformationen $x_1, \ldots x_6$ und außerdem eine zyklische Koordinate ω, die mit ihrem zeitlichen Differentialquotienten $\dot{\omega}$ in den Ausdruck für H eingeht; $\dot{\omega}$ soll die Temperatur T sein. Wir schreiben dann:

$$\delta' A = -\sum_{h=1}^{6} X_h \delta' x_h + \Omega \delta' \omega.$$

$X_1 \ldots X_6$, Ω sind die generalisierten Kräfte.

Nach PLANCK (7. Vorlesung, S. 104) ist:

$$\Omega T dt = T dS$$

$$\Omega dt = dS.$$

Die Anwendung des Prinzips der kleinsten Wirkung ergibt also in unserem Falle:

$$\int_{t_0}^{t_1} dt \left\{ \sum \frac{\partial H}{\partial x_i} \delta' x_i + \frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \delta' \dot{\omega} - \sum X_i \delta' x_i + \Omega \delta' \omega \right\} = 0.$$

Es ist:

$$\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \delta' \dot{\omega} = \frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \frac{d\delta'\omega}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \delta' \omega\right) - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}}\right) \delta' \omega,$$

unsere Gleichung geht also in folgende über:

$$\int_{t_0}^{t_1} dt \left\{ \sum \frac{\partial H}{\partial x_i} \delta' x_i + \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \delta' \omega\right) - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}}\right) \delta' \omega - \sum X_i \delta' x_i + \Omega \delta' \omega \right\} = 0$$

oder

$$\int_{t_0}^{t_1} dt \left\{ \sum \left(\frac{\partial H}{\partial x_i} - X_i \right) \delta' x_i + \left[\Omega - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \right) \right] \delta' \omega + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \delta' \omega \right) \right\} = 0$$

Nun ist zufolge der Einführung, daß die Variationen an den Grenzen verschwinden sollen:

$$\int_{t_0}^{t_1} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \delta' \omega \right) dt = 0;$$

Da ferner die Variablen $x_1, \ldots x_6$, ω als unabhängig vorausgesetzt sind, müssen die Klammerausdrücke verschwinden:

$$\frac{\partial H}{\partial x_1} - X_1 = 0$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\frac{\partial H}{\partial x_6} - X_6 = 0$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \right) - \Omega = 0$$

Wenn man nun für H einsetzt, so findet man:

$$X_i = \frac{\partial H}{\partial x_i} = - \sum_{k=1}^{6} c_{hk} x_k + \tau q_k. \qquad \text{I)}$$

Weiter ist:

$$\Omega = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial H}{\partial \tau} \right)$$

$$\Omega = \frac{d}{dt} (\Sigma q_h x_h + r \tau)$$

oder

$$\Omega \, dt = d(\Sigma q_h x_h + r \tau),$$

$$dS = d(\Sigma q_h x_h + r \tau)$$

und daraus

$$S = \Sigma q_h x_h + r \tau \qquad \text{II)}$$

bis auf eine zu vernachlässigende Konstante.

Es besteht ferner zwischen H und E der Zusammenhang:

$$E = \Sigma \dot{\varphi}_i \frac{\partial H}{\partial \dot{\varphi}_i} - H,$$

wenn φ_i die unabhängigen Variablen sind. In unserem Falle lautet diese Gleichung:

$$E = \omega' \frac{\partial H}{\partial \dot{\omega}} - H = T(\Sigma q_h x_h + r\tau) + \tfrac{1}{2} \Sigma \Sigma c_{hk} x_h x_k$$
$$- \tau \Sigma q_h x_h - \tfrac{1}{2} r \tau^2 = \tfrac{1}{2} \Sigma \Sigma c_{hk} x_h x_k + T(\Sigma q_h x_h + r\tau)$$
$$- \tau(\Sigma q_h x_h + r\tau) + \tfrac{1}{2} r \tau^2$$
$$= \tfrac{1}{2} \Sigma \Sigma c_{hk} x_h x_k + (T - \tau)(\Sigma q_h x_h + r\tau) + \tfrac{1}{2} r \tau^2,$$

oder, da $T - \tau = T_0$,

$$E = \tfrac{1}{2} \Sigma \Sigma c_{hk} x_h x_k + T_0 S + \tfrac{1}{2} r \tau^2. \qquad \text{III)}$$

Die sechs Formeln I) geben die elastischen Druckkräfte, ausgedrückt durch die Deformationen; Formel II) stellt die Entropie, Formel III) die Energie bei einem elastischen Vorgang dar, bei dem die Deformationen $x_1, \ldots x_6$ eintreten.

Man kann, anstatt das erste thermodynamische Potential zu verwenden, das zweite thermodynamische Potential G einführen, das mit dem ersten in folgendem Zusammenhang steht:

$$G = F + \sum_{h=1}^{6} X_h x_h.$$

Voigt gibt (Thermodynamik I, S. 305) den Ansatz:

$$G = -\sum_{h=1}^{6} \sum_{k=1}^{6} s_{hk} X_h X_k + 2\tau \Sigma a_h X_h - r_1 \tau^2.$$

Führt man im Prinzip der kleinsten Wirkung

$$H = -F$$
$$= -G + \Sigma X_h x_h$$
$$= \Sigma \Sigma s_{hk} X_h X_k - 2\tau \Sigma a_h X_h + r_1 \tau^2 + \Sigma X_h x_h$$

ein, so erhält man ganz analog wie früher:

$$x_h = -\Sigma s_{hk} X_h + a_h \tau \qquad \text{I')}$$
$$S' = r_1 \tau - \Sigma a_h X_h \qquad \text{II')}$$
$$E' = TS' + \tfrac{1}{2} \sum_{h=1}^{6} \sum_{k=1}^{6} X_h X_k - \tfrac{1}{2} r_1 \tau^2. \qquad \text{III')}$$

Formel I') gibt die sechs Deformationen, ausgedrückt durch die Druckkräfte, II') gibt die Entropie, III') die Energie bei einem elastischen Vorgang, der durch die elastischen Druckkräfte $X_1, \ldots X_6$ charakterisiert ist.

Eine Bemerkung zur Anwendung der Prinzipe der Mechanik auf unfreie Systeme;

von Heinrich Brell und Ernst Schenkl.

Aus dem math.-physik. Kabinett der Universität Graz.
(Vorstand: Prof. Dr. A. Wassmuth.)

(Eingegangen am 2. Mai 1914.)

In einer der nachgelassenen Abhandlungen Jacobis (über diejenigen Probleme der Mechanik, in welchen eine Kräftefunktion existiert, und über die Theorie der Störungen, § 15, S. 376 der Ausgabe von Clebsch 1866), findet sich eine Bemerkung (S. 377 f.) über die Form der lebendigen Kraft, welche durch Substitution der rechtwinkeligen Koordinaten in die verallgemeinerte Form derselben entsteht. Diese Bemerkung legt es nahe, nachzusehen, ob man nicht durch Einführung einer solchen Form in die Prinzipe der Mechanik, welche von der lebendigen Kraft ausgehen und nur für Systeme gelten, in denen die Bedingungsgleichungen durch Einführung der verallgemeinerten Koordinaten bereits eliminiert sind, dieselben auf den Fall noch vorhandener Bedingungsgleichungen ausdehnen kann. Es zeigt sich, daß dies formal dadurch erreicht werden kann, daß man die lebendige Kraft L durch den Ausdruck $L + \sum\limits_k \lambda_k f_k$ ersetzt, wobei f_k eine (holonome) Bedingungsgleichung und λ_k den entsprechenden Lagrangeschen Multiplikator darstellt. Der Einfachheit halber wird im folgenden nur eine (holonome) Bedingungsgleichung $f = 0$ angenommen.

Zuerst soll die erwähnte formale Methode auf die Lagrangeschen Gleichungen zweiter Art angewendet werden. Führt man in einer solchen

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i$$

statt L den Ausdruck $L + \lambda f$ ein, so erhält man, da in f kein $\dot{q}$ vorkommt:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right) + \frac{d}{dt}\left(f \frac{\partial \lambda}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} - \lambda \frac{\partial f}{\partial q_i} - f \frac{\partial \lambda}{\partial q_i} = Q_i.$$

Zufolge $f = 0$ und $\frac{df}{dt} = 0$ wird dies zu

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i + \lambda \frac{\partial f}{\partial q_i}.$$

Das ist die Form der LAGRANGEschen Gleichungen zweiter Art für ein unfreies System, wie sie z. B. von BOLTZMANN (Mech. II, S. 29) angegeben wird.

Nun sollen die sogenannten kanonischen Gleichungen (HAMILTON) behandelt werden. Wir haben die übliche Ableitung der kanonischen Gleichungen [1]) einfach unter Hinzufügung von λf zur lebendigen Kraft L nachzubilden.

Wenn $p_1, p_2 \ldots p_i \ldots p_n$ die den verallgemeinerten Koordinaten des Systems $q_1, q_2 \ldots q_i \ldots q_n$ entsprechenden Impulse (auch Momente genannt) bezeichnen, so kann die lebendige Kraft — vorausgesetzt, daß in den Transformationsgleichungen von den rechtwinkeligen auf die verallgemeinerten Koordinaten die Zeit nicht explizite auftritt bzw. die durch Einführung der verallgemeinerten Koordinaten bereits erfüllten Bedingungsgleichungen skleronom waren — bekanntlich in den folgenden drei Formen dargestellt werden:

$$L_1 = \tfrac{1}{2} \Sigma \{(q, q)\, \dot{q}\, \dot{q}\}$$
$$2 L_2 = \Sigma p \dot{q}$$
$$L_3 = \tfrac{1}{2} \Sigma \{[q, q]\, p\, p\}$$

Dabei sind die Summationszeiger der Kürze halber fortgelassen und die Symbole (q, q) und $[q, q]$ bedeuten die betreffenden aus den Koordinaten q gebildeten Koeffizienten.

Nun kann man diese Formen in den Zusammenhang

$$L_3 = - L_1 + 2 L_2$$

oder

$$L_3 = - L_1 + \Sigma p \dot{q}$$

bringen. Auf diese letztere Gleichung werden dann die Operationen $\frac{\partial}{\partial p_i}$ und $\frac{d}{d q_i}$ angewendet. Die Resultate sind:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial L_3}{\partial p_i} &= \dot{q}_i \\ \text{und} \qquad \frac{\partial L_3}{\partial q_i} &= - \frac{\partial L_1}{\partial q_i} \end{aligned}\right\} \qquad \text{a)}$$

[1]) Siehe z. B. GRAY, Lehrbuch der Physik I, S. 259 f., oder VOLKMANN, Einfg. i. d. Studium der theoret. Physik, S. 325 f.

Aus der zweiten dieser Gleichungen ergibt sich mit Hilfe der oben hergestellten LAGRANGEschen Gleichung zweiter Art für ein unfreies System die Relation:

$$\frac{d p_i}{d t} + \frac{\partial L}{\partial q_i} - \lambda \frac{\partial f}{\partial q_i} = Q_i. \qquad \text{b)}$$

Wenn nun die Kräfte ein Potential Φ haben, so ergeben die Gleichungen a) und b), wenn noch

$$E_3 \equiv L_3 + \Phi$$

gesetzt wird,

$$\frac{\partial E_3}{\partial p_i} = q_i$$

und

$$\frac{\partial E_3}{\partial q_i} = - \frac{d p_i}{d t} + \lambda \frac{\partial f}{\partial q_i}.$$

Das sind die kanonischen Gleichungen für ein unfreies System (siehe BOLTZMANN, Mechanik II, S. 39).

Bezüglich des HAMILTONschen Prinzipes, welches die Form

$$\int_{t_1}^{t_2} \{\delta'(L + \lambda f) + \delta' A\} d t = 0$$

erhält, brauchen wir nur darauf zu verweisen, daß die Anwendbarkeit dieser formalen Methode durch die entsprechende Ableitung der LAGRANGEschen Gleichungen zweiter Art garantiert wird, weshalb von der Ausführung abgesehen werden kann.

Insoweit das „Prinzip der kleinsten Aktion" überhaupt als ein selbständiges Prinzip angesprochen werden kann[1]), ist auf dasselbe diese formale Methode aus ebendemselben Grunde anwendbar.

Wegen der formalen Analogie zwischen den Relationen

$$\frac{\partial \Phi}{\partial q_i} = Q_i \quad \text{und} \quad \frac{\partial (\lambda f)}{\partial q_i} = \lambda \frac{\partial f}{\partial q_i}, \text{ d. i. die Reaktionskraft,}$$

kann die Zusatzfunktion $\sum_k \lambda_k f_k$ die „Reaktionskräftefunktion" genannt werden.

Es ergibt sich somit der Satz: **Aus einem für freie, in verallgemeinerten Koordinaten gegebene Systeme geltenden Prinzip kann man — rein formal — das entsprechende Prinzip für unfreie (holonome) Systeme herstellen, indem man anstatt der lebendigen Kraft L den Ausdruck $L + \sum_k \lambda_k f_k$ einführt.**

---

[1]) Siehe H. BRELL u. E. SCHENKL, Verh. D. Phys. Ges. 15, 1082, 1913.

Eine Methode zur exakten Bestimmung von Kontaktdifferenzen im Vakuum;
von W. Schottky.

(Eingegangen am 14. Mai 1914.)

Seit den Versuchen von O. W. RICHARDSON über den Austritt von Elektronen aus glühendem Platin ist bekannt, daß bei Anlegung schwacher Gegenfelder der übergehende Strom ein äußerst empfindliches Reagens auf kleine Potentialänderungen der Auffangelektrode ist. Bei parallelen ebenen Elektroden gilt für den übergehenden Strom i bei MAXWELLschen Austrittsgeschwindigkeiten die Beziehung:

$$i = s \cdot e^{-n}, \tag{1}$$

wobei s den Sättigungsstrom, n das „reduzierte Potential“ $\frac{\varepsilon}{KT} V$ bedeutet. (ε Elementarladung des Elektrons, K elementare Gaskonstante; verzögernde Potentiale sind hier positiv gerechnet.) Die Beziehung ist von RICHARDSON durch Messungen an Platinblechen vielfach bestätigt worden.

Für den Stromübergang von einem dünnen Glühdraht zu einem koaxialen Zylinder gilt unter denselben Voraussetzungen:

$$i = s \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ e^{-n} \sqrt{n} + \int_{\sqrt{n}}^{\infty} e^{-x^2} dx \right\} \tag{2}$$

wie ich in einer demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinenden Abhandlung zeige[1]. Auch diese Beziehung wird durch das Experiment (an Kohle und Wolfram) bestätigt. Endlich findet man durch analoge Rechnung für den Strom von einem kurzen Stück Glühdraht, das sich im Zentrum einer genügend großen Hohlkugel befindet:

$$i = s \cdot e^{-n} (n + 1). \tag{3}$$

In allen drei Fällen ist der Charakter der Funktion für nicht allzu kleine Werte von n vorwiegend durch die Funktion e^{-n}

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) **44**, Heft 15 oder 16, 1914.

bestimmt, und man wird sagen können, daß dasselbe angenähert für jede geschlossene Fläche gilt, die einen emittierenden Glühkörper umgibt.

n läßt sich als Quotient $V/\mathfrak{V}$ zweier Potentiale darstellen; bei Voltzählung wird $\mathfrak{V} = 8{,}60 \cdot 10^{-5}\, T$. Für gewöhnliche Glühtemperaturen macht das etwa 0,15 Volt; wird also das angelegte Potential um 0,15 Volt geändert, so ändert sich der Strom um das 2,7fache; einer Potentialänderung um $^1/_{100}$ Volt entspricht eine Stromänderung von etwa 6 Proz. Nun kann man ohne experimentelle Schwierigkeiten und ohne das Gültigkeitsgebiet von Gl. 1) bis 3) zu verlassen [bei allzu starker Emission treten empfindlichkeitsmindernde Abweichungen von Gl. 1) bis 3) durch Raumladungen ein], Ströme von 10^{-7} bis 10^{-6} Amp. verwenden; einer Potentialänderung um 10^{-4} Volt entspricht also eine Änderung des Stromes um $^6/_{100} \times 10^{-7}$ bis $10^{-6} \sim 10^{-8}$ Amp., eine Stromstärke, die selbst in einem ziemlich unempfindlichen Galvanometer noch einen deutlichen Ausschlag hervorruft.

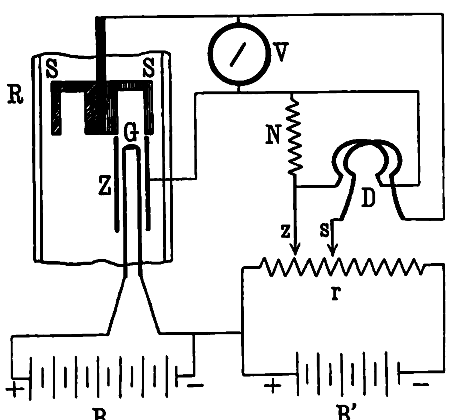
In der oben erwähnten Abhandlung zeige ich, wie Gl. 2) zu einer Bestimmung der Kontaktdifferenz zwischen Glühdraht und Zylinder und, bei Einsetzung von Zylindern aus verschiedenem Material, zur Bestimmung der Kontaktdifferenzen zwischen gleich temperierten Metallen verwendet werden kann. Die Idee, Stromspannungskurven zur Bestimmung von Kontaktdifferenzen zu verwenden, ist wohl zuerst von LENARD[1]) geäußert worden; COMPTON[2]) hat bei lichtelektrischen Aufladungskurven einen entsprechenden Gedanken mit Erfolg verwirklicht, und durch meine Messungen ist die Verwendbarkeit der Methode auch für Glühemission dargetan worden. Doch ist klar, daß ein Verfahren, bei dem in zwei voneinander unabhängigen Meßreihen unter Öffnung der Vakuumröhre, Auswechselung der Elektroden usw. zunächst durch eine Extrapolation die Kontaktdifferenz zwischen Glühdraht und Metall, sodann durch Subtraktion die zwischen den Metallen bestimmt wird, der wahren Genauigkeitsgrenze der Methode, die durch die angegebenen numerischen Daten angedeutet ist, bei weitem nicht gerecht zu werden vermag; die Fehlergrenze beträgt hier (wie bei COMPTON) $^1/_{10}$ bis $^1/_{20}$, günstigstenfalls $^1/_{100}$ Volt.

---

[1]) Ann. d. Phys. 8, 178, Anm., 1902.
[2]) Phil. Mag. (6) 23, 579, 1912.

Wirklich brauchbar wird das Verfahren erst, wenn die Elektrodenauswechselung im Vakuum erfolgt und die Strommessung nach einer Differentialmethode ausgeführt wird. Ich gebe im folgenden eine Beschreibung, wie ich mir die Anordnung denke, in der Hoffnung, daß der Vorschlag bei Forschern, die sich mit der noch so wenig geklärten Frage der Kontaktdifferenzen im Vakuum beschäftigen, zur gegebenen Zeit Berücksichtigung findet.

In der Vakuumröhre R befindet sich, von starken Zuführungen getragen, der Glühkörper G (etwa ein Wolframdraht). Sein Widerstand sei so gering, daß bei dem benötigten Heizstrom, den die Batterie B liefert, der Potentialfall von einem Ende zum anderen nur wenige Volt beträgt. Den Glühkörper umgibt der fest in die Röhre eingesetzte Zylinder Z (siehe Figur) aus beliebigem Metall; die Metalle, deren Kontaktdifferenz untersucht werden soll, sind als Sektoren, untereinander verbunden, auf der Scheibe SS befestigt, die an einer in einem Schliff eingekitteten Metallstange drehbar ist. Zur Vermeidung von Reflexion sind diese Sektoren mit passenden Bohrungen versehen, die den Zylinder zu einem Hohlraum mit glatten Wänden ergänzen. Der Zylinder Z und die Scheibe SS werden getrennt zu einem stromdurchflossenen Abzweigwiderstand r abgeleitet, dessen positives Ende mit dem negativen Ende des Glühdrahtes verbunden ist. Beide Ableitungen passieren das Differentialgalvanometer D (ein einfaches Spiegelgalvanometer mit gegeneinander schaltbaren annähernd gleichen Spulen, das nicht geeicht zu werden braucht). An derjenigen Leitung, durch die der stärkere Strom abfließt, ist noch ein variabler Nebenschluß N parallel zur Galvanometerspule gelegt. Direkt an der Austrittsstelle der Ableitungen vom Zylinder und der Scheibe ist zwischen beide ein Präzisionsmillivoltmeter V — das einzige wirkliche



Meßinstrument der Anordnung — gelegt, dessen Widerstand groß gegen den des Galvanometers D sein muß.

Die Messung geht folgendermaßen vor sich: Nachdem ein Sektor (A) über dem Zylinder Z eingestellt ist, reguliert man den Heizstrom und die Kontakte z und s so, daß, nachdem durch passende Einstellung von N der Ausschlag im Galvanometer zum Verschwinden gebracht ist, eine möglichst kleine Verschiebung von s einen möglichst großen Ausschlag der Galvanometernadel hervorruft. Zugleich überzeugt man sich davon, daß geringe Änderungen des Heizstromes (der Elektronenemission) im Galvanometer keinen Ausschlag bewirken, was bei nicht zu ungünstigen geometrischen Verhältnissen nicht schwer zu erreichen sein wird. Der Ausschlag des Voltmeters, V_A, wird abgelesen. Dann dreht man bei ungeändertem Heizstrom den nächsten Sektor (B) über den Zylinder, der mit einer gleichen Bohrung versehen und zur Achse ebenso justiert ist wie A, reguliert s so, daß wiederum der Galvanometerausschlag verschwindet und liest die Stellung V_B des Voltmeters ab. $V_A - V_B$ ist dann die Kontaktdifferenz zwischen A und B.

Die Bohrungen brauchen keine mathematisch definierte Gestalt zu haben, sie sollen nur gleich und gleich zur Achse justiert sein. Übrigens werden kleine geometrische Verschiedenheiten den Kontaktpotentialverschiedenheiten gegenüber keine erhebliche Rolle spielen.

Schwierigkeiten der Methode sind: Notwendigkeit der Vermeidung von Reflexion, die die Ergebnisse fälschen würde und die (unbekannte) Erwärmung des benutzten Materials, so daß die Temperaturen, auf die sich die Werte V_A und V_B beziehen, nicht genau bekannt und vielleicht nicht gleich sind. Diese Schwierigkeiten werden jedoch nicht unüberwindlich sein; ihrem sonstigen Charakter nach müßte die Methode sogar zur Bestimmung des Temperaturgradienten der Voltadifferenz ausreichen. Zur Reinigung der Oberflächen durch Erwärmung und Kathodenzerstäubung ist die Anordnung schon in der angegebenen Form einigermaßen geeignet.

Steglitz, den 13. Mai 1913.

Elementare Ableitung des Nernstschen Theorems; von Karl Czukor.

(Eingegangen am 9. Mai 1914.)

---

1. Das NERNSTsche Theorem, das neueste unabhängige Prinzip der Wärmetheorie, wurde zuerst — wie bekannt — als Hypothese ausgesprochen. Es läßt sich ebensowenig wie die beiden Hauptsätze aus anderen Prinzipien ableiten. Wenn man aber von gewissen Axiomen ausgeht — wie z. B. beim zweiten Hauptsatz aus dem CLAUSIUSschen Grundsatz —, so läßt sich auch für das NERNSTsche Theorem ein Beweis erbringen. Herr SACKUR[1]) zeigte, daß der Kern des neuen Wärmesatzes in den Grundlagen der Quantentheorie implizite enthalten ist; Herr NERNST wies darauf hin[2]), daß sein Theorem die Erreichbarkeit des absoluten Nullpunktes leugnet, und daß man umgekehrt, dies postulierend, zu dem NERNSTschen Theorem gelangen kann.

In dem Folgenden versuche ich aus der Annahme, daß die Wärmekapazitäten bei der Annäherung des Nullpunktes unendlich klein werden, und durch die Anwendung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik das NERNSTsche Theorem abzuleiten. Ich nenne den hier mitgeteilten Beweis elementar, weil er auf eine direkte Anwendung der Quantentheorie verzichtet. Zuerst schicke ich einige allgemeine Bemerkungen über die Darstellung des NERNSTschen Theorems mittels der Entropie voraus.

Auf Grund bekannter thermodynamischer Sätze

$$\frac{dA}{dT} = \Sigma S; \quad \frac{dQ}{dT} = \Sigma c$$

(S = Entropie, c = Wärmekapazität) kann man das NERNSTsche Theorem folgendermaßen formulieren:

$$\lim_{T=0} \Sigma S = \lim_{T=0} \Sigma c = 0.$$

Oder: beim Nullpunkt der Temperaturskala verläuft jede (physikalische oder chemische) Reaktion ohne Änderung der Wärmekapazität und der Entropie. Mit anderen Worten: bei $T = 0$

---

[1]) O. SACKUR, Ann. d. Phys. (4) 34, 465, 1911. Siehe auch F. JÜTTNER, ZS. f. Elektrochem. 17, 139, 1911.

[2]) W. NERNST, Berl. Ber. 1912, S. 134—140.

besitzt die Entropie jedes chemisch einheitlichen (kondensierten) Stoffes einen von seinem Aggregatzustand und chemischer Modifikation unabhängigen Wert. Es ist für die Gültigkeit des Theorems hinreichend, aber nicht notwendig anzunehmen[1]), daß auch die Einzelentropien — ebenso wie die Wärmekapazitäten — beim Nullpunkt verschwinden. Wenn aber der Nachweis erbracht wird — und eben an diesen Punkt wollen wir anknüpfen —, daß die Entropie eines kondensierten Stoffes von seiner (physikalischen oder allotrop chemischen) Beschaffenheit unabhängig einem Grenzwert zustrebt, so können wir den absoluten Wert der Entropie willkürlich feststellen, also auch gleich Null setzen, so daß der Entropiegehalt eines Stoffes mit den Zustandsvariablen p, T vollständig lautet:

$$E_{p,T} = \int_0^T \frac{c_p dT}{T}.$$

2. Die einzige Annahme, mit welcher wir operieren wollen, ist die, daß sich die Entropie eines (kondensierten) Stoffes überall regulär verhielte, also auch bei $T = 0$ endlich ist. Wir führen den folgenden umkehrbaren Kreisprozeß durch und richten unsere Aufmerksamkeit auf die Entropieänderung, auf welche wir den zweiten Hauptsatz

$$\Sigma \frac{Q}{T} = 0$$

anwenden wollen.

Wir betrachten einen festen Körper in der Nähe des Nullpunktes, bei der Temperatur T_0, und führen mit ihm eine umkehrbare Zustandsänderung durch. Wir vermindern den auf ihm lastenden Druck, lassen ihn also sich isotherm ausdehnen. Die Änderung der Entropie ist

$$\frac{Q}{T_0},$$

wenn Q die während der isothermen Ausdehnung von dem Wärmereservoir aufgenommene Wärme bedeutet. Den Enddruck p_2 wählen wir so, daß eine sehr kleine (oder unendlich kleine) Temperaturänderung genügt, um den Stoff in den zweiten Aggregatzustand überführen zu können. Das ist immer möglich, weil ein komponentes, zweiphasiges System nach der Phasenregel nur eine

[1]) M. Planck, Ber. d. D. Chem. Ges. 45, 5—23, 1912 u. Thermodynamik, 3. Aufl., letzter Abschnitt.

Freiheit besitzt. Die Erwärmung wurde bei konstantem Volumen durchgeführt, die äußere Arbeit ist also gleich Null. Die Änderung der Entropie ist demnach

$$\frac{\Delta Q_1}{T'} = \frac{c_v'' - c_v'}{T'} \cdot \Delta T,$$

wo die Relation

$$\frac{dQ}{dT} \sim \frac{\Delta Q}{\Delta T} = c_v'' - c_v'$$

benutzt wurde. Wenn die Temperaturänderung unendlich klein war, so ist die Entropieänderung natürlich

$$\frac{(c_v'' - c_v')\, dT}{T}.$$

Die Entropieänderung kann auch so dargestellt werden. Bezeichnen wir mit E_{p_1, T_0} den Entropiegehalt des festen Stoffes bei den entsprechenden Zustandsgrößen — gerechnet von $T = 0$ —, so ist

$$\frac{Q_1}{T_0} = E_{p_2, T_0} - E_{p_1, T_0} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Nach den neueren Forschungen[1]) ist es erlaubt anzunehmen, daß die Wärmekapazitäten bei dem Nullpunkt verschwinden, ja auch daß sie schon in der Nähe des Nullpunktes mindestens zweiter Ordnung unendlich klein werden. Der Entropiegehalt der jetzt auftretenden flüssigen Phase $E'_{p_3, T_0 + dT}$ ist also bis auf unendlich kleine Größen zweiter Ordnung gleich E_{p_2, T_0}, oder

$$E'_{p_3, T_0 + dT} - E_{p_2, T_0} = \frac{c_v'' - c_v'}{T}\, dT = 0.$$

Jetzt kehren wir den ganzen Prozeß um. Komprimieren wir das System auf den anfänglichen Druck p_1; die Entropieverminderung beträgt

$$-\frac{Q_2}{T'} = E'_{p_3, T_0 + dT} - E'_{p_1, T_0 + dT} = E_{p_2, T_0} - E'_{p_1, T_0 + dT}. \quad 2)$$

Durch Abkühlung auf die Anfangstemperatur, womit der feste Stoff wieder auftritt, schließt sich der umkehrbare Kreisprozeß. Die Abkühlung wurde bei konstantem Druck ausgeführt, die Änderung der Entropie

$$\frac{(c_{p_1}' - c_{p_1}'')\, dT}{T}$$

ist bei der Summation wieder zu vernachlässigen.

[1]) Siehe insbesondere W. Nernst, Ann. d. Phys. (4) 36, 295, 1911.

Der zweite Hauptsatz fordert, daß bei einem umkehrbaren Kreisprozeß

$$\Sigma \frac{Q}{T} = 0.$$

Also haben wir

$$\frac{Q_1}{T_0} + \underbrace{\frac{(c_v'' - c_v')\,dT}{T}}_{=0} - \frac{Q_2}{T'} - \underbrace{\frac{(c_p'' - c_p')\,dT}{T}}_{=0} = 0,$$

oder wegen 1) und 2)

$$-E_{p_1, T_0} + E'_{p_1, T_0 + dT} = 0. \quad \ldots \quad 3)$$

Wegen $c_p \longrightarrow 0$ differiert $E'_{p_1, T_0 + dT}$ von E'_{p_1, T_0} nur unendlich wenig, so daß man 3) $E'_{p_1, T_0 + dT} = E'_{p_1, T_0}$ setzen darf, also

$$-E_{p_1, T_0} + E'_{p_1, T_0} = 0. \quad \ldots \quad 4)$$

Der Entropiegehalt eines kondensierten Stoffes strebt also mit abnehmender Temperatur einem Grenzwert zu, der von dem Aggregatzustand nicht abhängt. Wörtlich so kann man auch die Unabhängigkeit von den chemischen Modifikationen nachweisen, wenn man statt einer umkehrbaren Aggregatzustandsänderung sich eine allotrope Umwandlung abspielen läßt.

Aus der Ableitung und Gleichung 4) ist es zu ersehen, daß das NERNSTsche Theorem am zweckmäßigsten folgenderweise formuliert werden kann. Es existiert für jeden kondensierten Stoff ein Temperaturgebiet, in welchem sich die Reaktionen längs einer Isotherme so abspielen, wie sie — bei gewöhnlicher Temperatur — adiabatisch verlaufen würden. Die Analogie ist vielleicht eine tiefgehende, und es ist nicht unwahrscheinlich, daß auf solche Weise wichtige Reziprozitätssätze aufzufinden sind.

Den eigentlichen Inhalt des NERNSTschen Theorems haben wir also bewiesen, die PLANCKsche Erweiterung desselben, daß auch die Einzelentropien verschwinden, kann jetzt per definitionem geschehen.

Herrn Professor GYÖZÖ ZEMPLÉN, der meine Arbeit freundlichst durchgesehen hat, spreche ich hier meinen besten Dank aus.

Budapest, II. Phys. Institut der Universität.

Über Grenzpotentiale bei zylindrischen Elektroden;
von W. Schottky.

(Eingegangen am 15. Mai 1914.)

In dem neuerdings von verschiedenen Seiten [1]) in Angriff genommenen Raumladungsproblem bei unipolaren Ionenströmen im hohen Vakuum spielt, wie ich gezeigt habe [2]), derjenige Wert des angelegten Potentials eine große Rolle, bei dem das durch die Ladungen verursachte Potentialminimum eben von der Auffangelektrode in den Raum eintritt. Ich habe dieses (verzögernde) Potential als „Grenzpotential" Ω bezeichnet und bei zylindrischer Anordnung und thermischer Emission dafür eine untere Grenze Ω_1 und eine obere Grenze Ω_2 (als Funktion des Drahtradius r, des Zylinderradius R, der Temperatur des Glühdrahtes T, der Masse μ und Ladung ε der austretenden Ionen, des Sättigungsstromes S und des wirklich übergehenden Stromes J pro Zentimeter Glühdraht) angegeben und in verschiedener Weise zur Bestimmung der Eigenschaften der Stromspannungskurve bei verzögernden und beschleunigenden Potentialen benutzt. Der Beweis dieser Beziehungen, den ich im folgenden angebe, wird auf die eigentümlichen Zusammenhänge, die bei diesen Problemen zu beachten sind, wenigstens aufmerksam zu machen imstande sein.

Voraussetzung der folgenden Betrachtungen ist, daß die Ionen mit MAXWELLscher Geschwindigkeitsverteilung aus dem glühenden Draht austreten, im Raume durch keine anderen Kräfte als die des elektrischen Feldes beeinflußt und vom Auffangzylinder vollständig absorbiert werden. Das Grenzpotential ist nach dem obigen dadurch definiert, daß am Auffangzylinder der Potentialgradient $\frac{dV}{d\mathrm{r}}$ (V Potential, beschleunigende Potentiale positiv gerechnet; r Abstand von der Zylinderachse) $= 0$ gesetzt wird. Ist nun zugleich die räumliche Ladungsdichte ($\varrho =$ absoluter Betrag der

---

[1]) C. D. CHILD, Phys. Rev. **32**, 492, 1911; J. LANGMUIR, ebenda (2) **2**, 450, 1913; Phys. ZS. **15**, 348, 1914; DUSHMAN, Phys. Rev. (2) **3**, Februar 1914; W. SCHOTTKY (s. u.).

[2]) Über den Austritt von Elektronen aus Glühdrähten bei verzögernden Potentialen; Ann. d. Phys. **44**, Heft 15 oder 16, 1914. Über den Einfluß von Potentialschwellen ... Phys. ZS. **15**, Juni 1914.

räumlichen Ladungsdichte in elektrostatischen Einheiten) am Auffangzylinder bekannt und das Gesetz, nach dem sich diese Dichte mit dem Potential ändert, so ist durch die POISSONsche Gleichung:

$$\frac{d}{d\,\mathrm{r}}\left(\mathrm{r}\frac{d\,V}{d\,\mathrm{r}}\right) = 4\,\pi\,\varrho\,\mathrm{r} \tag{1}$$

offenbar das Potential und die Ladungsdichte für jeden Punkt im Raume, z. B. auch an der Drahtoberfläche, bestimmt und damit der Potentialunterschied Ω zwischen Draht und Zylinder gegeben. (Es werden durchweg elektrostatische Maßeinheiten benutzt.) Weiter: kann man eine Ladungsdichte ϱ' angeben, die in jedem Punkt des Raumes, vom Auffangzylinder an, $\leqq \varrho$ ist, so hat das dieser Ladungsdichte gemäß der POISSONschen Gleichung und der Anfangsbedingung

$$\left(\frac{d\,V}{d\,\mathrm{r}}\right)_R = 0 \tag{2}$$

entsprechende Potential V' die Eigenschaft, daß für jeden Punkt des Raumes $V' - V'_R$ kleiner ist als $V - V_R$. [Es folgt dies aus Gl. 1) unter Berücksichtigung der Tatsache, daß $\frac{d\,V}{d\,\mathrm{r}}$ und $\frac{d\,V'}{d\,\mathrm{r}}$ im ganzen Raume negativ sind.] Es ist also auch $V'_r - V'_R = \Omega_1 < \Omega = V_r - V_R$. Ebenso findet man für ein Potential V'', das aus 1) mit Hilfe eines Wertes $\varrho'' > \varrho$ mit $\left(\frac{d\,V''}{d\,\mathrm{r}}\right)_R = 0$ berechnet wird: $V''_r - V''_R = \Omega_2 > \Omega$.

Berechnung von Ω_1. Bezeichnen wir mit j den Strom der in radialer Richtung von innen nach außen bewegten Teilchen pro Flächeneinheit, so ist, da bei verzögernden Potentialen mehr Teilchen vom Draht ausgehen, als an der Fläche des Auffangzylinders ankommen, im ganzen Raume $j > \frac{J}{2\,\pi\,\mathrm{r}}$; ist u die mittlere Radialgeschwindigkeit der nach außen bewegten Teilchen, so ist die von diesen Teilchen herrührende Ladung $= \frac{j}{u}$. Die wirkliche Ladung ist, da noch die zurückkehrenden Teilchen hinzukommen, noch größer als diese Ladung.

Also $\varrho > \frac{j}{u} > \frac{J}{2\,\pi\,\mathrm{r}\,u}$. Für u findet man bei MAXWELLschen Austrittsgeschwindigkeiten durch einfache Rechnung, falls r genügend groß gegen den Drahtradius ist: $u = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\sqrt{\frac{2\,K\,T}{\mu}}$ (K ele-

mentare Gaskonstante). Das gilt unabhängig vom Ort; eine Abweichung, durch die jedoch die Ungleichung verstärkt wird, besteht nur in unmittelbarer Nähe des Glühdrahtes. Wir finden also $\varrho > \varrho_1 = \frac{J}{\mathrm{r}\pi}\sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}}$. Setzen wir dies in Gl. 1) ein, so erhalten wir:

$$\frac{d}{d\mathrm{r}}\left(\mathrm{r}\frac{dV'}{d\mathrm{r}}\right) = 4\sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}}J, \tag{3}$$

woraus sich durch Integration zwischen r und R unter Berücksichtigung von 2)

$$\Omega_1 = 4\sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}}JR\left\{\ln\frac{R}{r} - \left(1 - \frac{r}{R}\right)\right\} \tag{4}$$

ergibt.

Berechnung von Ω_2. Wir setzen die Raumladungsdichte unmittelbar am Glühdraht $= \varrho_r$. Dann gilt bei MAXWELLschen Austrittsgeschwindigkeiten für jeden Punkt des Raumes

$$\varrho < \varrho_r e^{-\frac{\varepsilon}{KT}(V_r - V)}; \tag{5}$$

es ist dies die Ladungsdichte, die dann herrschen würde, wenn die Zylinderwand die Ionen vollständig reflektierte und dadurch einen thermischen Gleichgewichtszustand herbeiführte. [Man beweist die Ungleichung 5), indem man bei gegebener Potentialverteilung und unter der Annahme, daß keine Zusammenstöße vorkommen, die Bahn sämtlicher Teilchen einmal unter der Voraussetzung vollständiger Reflexion, dann unter Voraussetzung vollständiger Absorption betrachtet.] Ferner gilt: der Potentialunterschied $V_r - V$ ist im Raum zwischen Draht und Zylinder überall größer als der entsprechende Potentialunterschied, der bei gleicher Potentialdifferenz Ω in jedem Punkte des Raumes vorhanden wäre, falls der Raum ladungsfrei wäre. Dieser Potentialunterschied ist, wie man durch einfache Rechnung findet,

$$= \frac{\Omega \ln\frac{\mathrm{r}}{r}}{\ln\frac{R}{r}}.$$

Setzen wir hier statt Ω das größere Ω_2, so gilt zwar die Ungleichung

$$V_r - V > \frac{\Omega_2 \ln\frac{\mathrm{r}}{r}}{\ln\frac{R}{r}} \tag{6}$$

nicht mit Sicherheit; würde jedoch durch Einsetzen dieser Gleichung in 5) mit 2) und 1) Ω_2 zu klein berechnet, so daß $\Omega_2 < \Omega$ würde, so wäre die Ungleichung 6) richtig und der Beweis streng, müßte also einen Wert $\Omega_2 > \Omega$ ergeben. Der mit Hilfe von 6) erhaltene Wert Ω_2 ist also auf alle Fälle $> \Omega$.

Wir können deshalb unbedenklich schreiben:

$$\varrho'' = \varrho_r \, e^{-\frac{\varepsilon}{KT} \frac{\Omega_2 \ln \frac{\mathfrak{r}}{r}}{\ln \frac{R}{r}}}$$

oder

$$\varrho'' = \varrho_r \cdot \frac{\mathfrak{r}^{-\alpha}}{r^{-\alpha}}, \qquad 7)$$

wobei

$$\alpha = \frac{\varepsilon \, \Omega_2}{KT \ln \frac{R}{r}}$$

zu setzen ist.

ϱ_r steht mit dem Sättigungsstrom S pro Zentimeter Glühdraht in der Beziehung:

$$\varrho_r = \frac{S}{2r} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}}. \qquad 8)$$

8) in 7), 7) in 1) eingesetzt, ergibt:

$$\frac{d}{d\,\mathfrak{r}}\left(\mathfrak{r} \frac{d\,V''}{d\,\mathfrak{r}}\right) = \frac{2\pi S}{r^{1-\alpha}} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}} \cdot \mathfrak{r}^{1-\alpha}; \qquad 9)$$

als Lösung dieser Differentialgleichung erhält man unter Berücksichtigung von 2)

$$\Omega_2 = \frac{2\pi}{2-\alpha} S R \sqrt{\frac{\mu}{2\pi KT}} \left(\frac{R}{r}\right)^{1-\alpha} \left\{ \ln \frac{R}{r} - \frac{1}{2-\alpha} \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{2-\alpha} \right] \right\} \qquad 10)$$

Gleichung 10) ist für alle Werte $\alpha \gtrless 2$ brauchbar; $\alpha = 2$ ist ein singulärer Punkt, der nur mit den Eigenschaften der benutzten Funktionen, nicht mit einer physikalischen Bedeutung dieses Wertes zusammenhängt. Man löst 10) auf, indem man S als Funktion von Ω_2 und den Konstanten der Gleichung tabelliert und daraus dann rückwärts Ω_2 als Funktion von S bestimmt.

Bemerkt sei noch, daß sich alle hier benutzten Formeln auch bei Annahme von Zusammenstößen der Ionen unter sich oder mit neutralen Gasmolekülen (ohne Ionisation) aufrecht erhalten lassen.

Man findet, daß bei mittleren Apparatdimensionen, falls es sich um Elektronenemission handelt, Ω_1 und Ω_2 unter $^1/_{10}$ Volt betragen, solange der Sättigungsstrom pro Zentimeter Glühdraht

kleiner als 10^{-8} bis 10^{-7} Amp. ist. Mit wachsendem Sättigungsstrom nimmt Ω_1 und Ω_2 zu; bei einem Sättigungsstrom von 10^{-4} Amp. überschreitet Ω_2 bereits $1^1/_2$ Volt. Im allgemeinen gelingt es, wie ich gezeigt habe, mit Hilfe der angegebenen Grenzen das Grenzpotential Ω unter nicht zu extremen Verhältnissen bis auf 0,2 bis 0,3 Volt genau zu bestimmen. Beobachtungen von Stromspannungskurven ergeben eine indirekte Bestätigung der so berechneten Werte.

Steglitz, den 15. Mai 1914.

Berichtigung zu meiner Arbeit: „Elektrizitätsleitung in Metallen"[1]). *Berechnung des Elektronenradius mit Hilfe der Stokesschen Formel;*

von Franz Skaupy.

(Eingegangen am 7. Mai 1914.)

In meine Berechnung des Dissoziationsgrades von flüssigem Quecksilber hat sich leider ein Rechenfehler eingeschlichen, der noch aus meiner früheren Arbeit stammt. Die Werte für λ und λ_∞ sind nämlich zehnmal so groß als dort (ZS. f. phys. Chem. 58, 560, 1907) angegeben, z. B. für Silber 10,0 statt 1,00. Aber auch der mit Hilfe der richtigen Zahl berechnete Wert für die Elektronenkonzentration in Quecksilber ist, wie eine genauere Untersuchung lehrte (welche auch die Zurückdrängung der Eigendissoziation des Quecksilbers beim Auflösen dissoziierender Metalle in Rechnung zog), noch zwei- bis dreimal zu groß, so daß der nunmehr wahrscheinlichste Wert der Elektronenzahl zwanzig- bis dreißigmal kleiner ist, als früher angenommen. Auf 10 bis 15 Quecksilberatome käme demnach ein freies Elektron. Die Wiedergabe der genauen Rechnung, sowie der Modifikationen, welche der veränderte Wert an meinen Betrachtungen über die Elektrizitätsleitung in Quecksilber nötig macht, behalte ich einer späteren Mitteilung vor.

Nur eines will ich hier noch hervorheben: Berechnet man mit dem neuen Wert der Elektronenkonzentration den Elektronenradius mit Hilfe der Stokesschen Formel, so erhält man einen Wert, der von dem aus elektromagnetischen Daten berechneten Werte ($1{,}85 \cdot 10^{-13}$ cm) um höchstens 50 Proz. abweicht. Diese auffällige Annäherung gibt umgekehrt zur Hoffnung Anlaß, daß man die Elektronenkonzentration flüssiger Metalle angenähert aus ihrer inneren Reibung wird berechnen können. Leider ist über die Viskosität geschmolzener Metalle so gut wie nichts bekannt.

Berlin, den 6. Mai 1914.

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 156, 1914.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. | **15. Juni 1914.** | **Nr. 11.**

Sitzung vom 22. Mai 1914.

Vorsitzender: Hr. F. Haber.

Hr. **A. Wehnelt** spricht
Zur Frage
der Elektronenemission glühender CaO-Elektroden
nach gemeinsam mit Hrn. E. Liebreich angestellten Versuchen.

Ferner berichtet Hr. **J. Franck**
über die Erregung der Quecksilber-Resonanzlinie 253,6 $\mu\mu$
durch Elektronenstöße
nach gemeinsam mit Hrn. G. Hertz angestellten Versuchen.

Endlich demonstriert Hr. **A. Zerkowitz** (a. G.)
ein empfindliches Nadelgalvanometer nach B. Szilard.

Zum Abdruck in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Karl Czukor: Elementare Ableitung des Nernstschen Theorems.

W. Schottky: 1. Eine Methode zur exakten Bestimmung von Kontaktdifferenzen im Vakuum.
2. Über Grenzpotentiale bei zylindrischen Elektroden.

E. Goldstein: Über Kanalstrahlen.

J. Franck und **G. Hertz:** Über die Erregung der Quecksilber-Resonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ durch Elektronenstöße.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Frl. ILSE SCHNEIDER, Berlin W 10, Dörnbergstr. 6.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Hr. cand. phys. KARL W. MEISSNER, Tübingen, Physikalisches Institut der Universität.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Hr. Dr. FELIX STUMPF, Assistent am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Dresden.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. HALLWACHS.)

AEF.
Ausschuss für Einheiten und Formelgrössen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen hat seinen schon früher veröffentlichten Satz IV, Einheit der Leistung[1]), geändert und nach satzungsgemäßer Beratung des Entwurfs VII, Einheitsbezeichnungen[2]), eine Anzahl Zeichen für Maßeinheiten festgestellt.

Berlin, April 1914. STRECKER.

Gegen den im September 1912 veröffentlichten Satz IV, die Einheit der Leistung[3]), ist aus den Kreisen der Maschinenindustrie der Einwand erhoben worden, daß der Einheitsname Großpferd wesentliche Nachteile praktischer Art mit sich bringe, und es ist demgemäß der Einführung dieses Namens widersprochen worden. Unter diesen Umständen hat der AEF den Satz IV durch Weglassung des Einheitsnamens Großpferd und des zugehörigen Zeichens in die nachstehende Form gebracht, welche nunmehr ausschließlich Geltung hat:

Satz IV. Die Einheit der Leistung.

Die technische Einheit der Leistung heißt Kilowatt. Sie ist praktisch gleich 102 Kilogrammeter in der Sekunde und entspricht der absoluten Leistung 10^{10} Erg in der Sekunde. Einheitsbezeichnung kW.

Bericht über die Äußerungen zum Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen.

A. Leitsätze für die Wahl von Einheitsbezeichnungen.

Es sind zwar dem AEF keine Vorschläge zu Änderungen gemacht worden; vgl. „ETZ“ 1913, S. 308. Allein während der

[1]) Vgl. Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 828, 1912.
[2]) Vgl. ebenda **12**, 482, 1910; neue Fassung des Teiles B, ebenda **15**, 143, 1913.
[3]) Vgl. ebenda **14**, 828, 1912.

weiteren Beratung hat sich im AEF selbst der Wunsch nach einigen kleinen Änderungen ergeben, die noch der Bearbeitung unterliegen. Der Teil A wird daher noch nicht festgestellt.

B. Zeichen und Abkürzungen.

Zu dem Bericht haben sich fast sämtliche Bezirksvereine des Vereins Deutscher Ingenieure (Aachen, Augsburg, Bayern, Berg, Berlin, Bodensee, Bremen, Breslau, Chemnitz, Dresden, Elsaß-Lothringen, Emscher, Franken-Oberpfalz, Hamburg, Hannover, Hessen, Lausitz, Lenne, Mannheim, Mark, Oberschlesien, Posen, Rheingau, Ruhr, Schleswig-Holstein, Siegen, Unterweser) geäußert. Einige derselben (Dresden, Franken-Oberpfalz, Oberschlesien) hatten gemeinsam mit den dortigen Elektrotechnischen Vereinen, Franken-Oberpfalz außerdem gemeinsam mit dem Mittelfränkischen Architekten- und Ingenieur-Verein beraten. Ferner hat sich geäußert der Württembergische Elektrotechnische Verein. Außerdem liegen Äußerungen vor von Herrn Dipl.-Ing. SPEISER, Berlin-Wilmersdorf, sowie von Herrn Prof. GRÜBLER, Dresden.

Einheiten für Raummaße. Bemängelt werden $\mu = 0{,}001$ mm und $\lambda = 0{,}001$ ml als überflüssig, außerdem μ in der doppelten Bedeutung als selbständiges Zeichen und als Vorsatz $= 10^{-6}$. μ wird in der Physik allgemein benutzt, besonders bei der Angabe von Wellenlängen des Lichtes; es ist daher beizubehalten. Dagegen steht λ nicht im allgemeinen Gebrauch und ist daher von der Liste abgesetzt worden. Die doppelte Bedeutung von μ kann keine Verwirrung hervorrufen, nachdem sich die große Menge auch an m in doppelter Bedeutung (Meter und 10^{-3}), selbst dort, wo beide Bedeutungen zusammentreffen (mm $= 10^{-3}$ m), durchaus gewöhnt hat.

Als überflüssig werden ferner die Unterscheidungen zwischen l und dm^3 und ihren Unterabteilungen bezeichnet. Die Wissenschaft macht einen Unterschied zwischen beiden Maßen, der auf der Abweichung des international vereinbarten Kilogramms von der ursprünglich beabsichtigten Größe beruht. Es steht jedem frei, sich das ihm passende Einheitssystem auszuwählen, und tatsächlich sind auch Einheiten, sowohl des Liter- sowie des dm^3-Systems im praktischen Gebrauch, z. B. für Flüssigkeiten meist das Liter-, für feste Körper (z. B. Sand) das dm^3-System, für Gase werden beide Systeme nebeneinander gebraucht.

Von einer Seite werden auch die Potenzen in den Maßbezeichnungen (m^2, m^3 usw.) abgelehnt. Auch cl, dl u. a. werden bemängelt.

Die Einheiten der Länge, der Fläche und des Raumes sind aufgenommen nach den Festsetzungen des Deutschen Bundesrats: km, m, cm, mm; ha, a; hl, l; m^2, m^3 usw. (Zentralbl. f. d. Deutsche Reich 1877, S. 565; Reichsgesetzblatt 1893, S. 151) und des Comité international des poids et mesures: dm, μ; dm^2; dl, cl, ml; dm^3 (Proc. Verb. 1879, S. 41 u. a.). Die Schreibweise qm, qcm, cbm, ccm entspricht zwar gleichfalls den Vorschriften des Deutschen Bundesrats; der AEF hat aber der oben angeführten Schreibweise den Vorzug gegeben, weil sie international verständlich ist; die IEC hat sich diesem Vorschlage angeschlossen.

Einheiten für die Zeit. Mehrfach wird m, und von einer Seite s verworfen, und allein die Bezeichnungen min und sec verlangt; für die erstere Forderung wird die Verwechselbarkeit mit m = Meter ins Feld geführt. Die einfachen Buchstaben m und s empfehlen sich der Kürze wegen aus denselben Gründen wie l, g und a. Der Verwechselung der Zeichen für Minute und Meter wird genügend vorgebeugt durch die Bestimmung, daß da, wo Zweifel möglich sind, insbesondere, wo Minute allein steht, min geschrieben wird. Das erhöhte Zeitpunktzeichen h (Uhrzeit) wird von einer Seite als überflüssige Erschwerung für die Wiedergabe (z. B. durch die Schreibmaschine) betrachtet, daher das Zeichen h auf der Linie für Stunde Zeitraum verworfen und seine Beibehaltung für Stunde Zeitpunkt (Uhr) gewünscht. Es scheint sehr unzweckmäßig, die Einheiten für Zeiträume und Zeitpunkte durch verschiedene Buchstaben wiederzugeben; der Erleichterung für das Schreiben steht die Belastung des Gedächtnisses aller durch weitere Buchstabenzeichen entgegen. Die bisherigen Vorschläge sind beizubehalten.

Einheiten für mechanische Größen. Der Entwurf wollte zwar das absolute und das technische Maßsystem als gleichberechtigt nebeneinander behandeln. Allein dem stellte sich der Umstand entgegen, daß schon die Grundbegriffe strittig sind. Die Ingenieurvereine äußern sich daher zu den Vorschlägen durchweg ablehnend. Während auf diesem Gebiete also eine Einigung erst noch weitere Erörterungen erfordert, schien es unzweckmäßig, die anderen Einheitszeichen, über die schon jetzt eine Verständigung

erzielt ist, noch zurückzustellen. Darum sind die Einheiten für mechanische Größen im allgemeinen ausgeschieden worden. Unter den Einheiten, die im letzten Vorschlage bei den mechanischen Größen aufgeführt wurden, befindet sich auch das Gramm und die Tonne sowie die vom Gramm abgeleiteten Einheiten. Diese wichtigen Einheiten wegzulassen, schien nicht empfehlenswert. Daher werden sie — abgesehen von dt und γ — in der vorgeschlagenen Weise, welche übereinstimmt mit den Festsetzungen des Deutschen Bundesrats und des Comité international des poids et mesures (s. oben) festgesetzt, ohne daß der Streit über ihre Bedeutung als Masse, Kraft oder Gewicht berührt wird. γ wird aus demselben Grunde wie oben λ weggelassen.

Der Vorschlag Dezitonne, dt, ist dem Einwand begegnet, daß man das Zeichen dt mit dem Differential der Zeit verwechseln könne. Das scheint völlig ausgeschlossen, weil dt (Dezitonne) nach reinen Zahlenausdrücken, das Zeitdifferential aber in reinen Buchstabenrechnungen vorkommt. Statt dt wird das im Handel gebräuchliche $^0/_0$ kg vorgeschlagen; dies kann nicht in Frage kommen. Das Zeichen $^0/_0$ bedeutet Prozent, vom Hundert, d. h. einen Dezimalbruch, die Zusammenstellung $^0/_0$ kg ist also sinnwidrig. Von einer Seite wird quintal gefordert; dieser Name wird aber im deutschen Sprachgebiet nicht benutzt, höchstens an den Grenzen gegen das französische und italienische Sprachgebiet.

Sonstige Einwendungen gegen dt, Dezitonne, werden nicht gemacht. Der AEF hatte sich vorbehalten, diese Einheitsbezeichnung den deutschen Behörden zu empfehlen; ehe sie vom Bundesrat angenommen wird, dürfte sie auch wohl nicht vom AEF festgesetzt werden. Daher kann sie in die endgültige Liste des AEF noch nicht aufgenommen werden.

Einheiten für Wärmegrößen. Als Zeichen für Celsiusgrad wird der erhöhte kleine Kreis ohne Zufügung des C für ausreichend gehalten, da im deutschen Sprachgebiete allgemein die Celsiussche Skala gebraucht wird. Bei absoluten Temperaturen ist ein besonderer Zusatz nötig.

Es wird von mehreren Seiten gewünscht, die Kilogrammkalorie als die primäre Einheit zu wählen und mit cal oder Cal zu bezeichnen. Das Zeichen für die Grammkalorie wäre dann mcal oder mCal. Durch diese Wahl würde man einen wesentlichen Vorteil verlieren. Nach dem bisherigen Vorschlag würde z. B.

Kohle einen Heizwert von 8000 cal haben, wenn 1 g Kohle 8000 cal oder 1 kg Kohle 8000 kcal ergibt; die Einheiten ohne Vorsatz gehörten dann zueinander, ebenso die Einheiten mit dem gleichen Vorsatz k. Nach dem Gegenvorschlag würden 1 g Kohle 8000 mcal, 1 kg Kohle 8000 cal liefern, und die einfache Art, Wärmewerte von Verbrennungsvorgängen oder Wärmetönungen auszusprechen, würde verloren gehen. Man würde auch künftig nicht mehr aussprechen Grammkalorie, Kilogrammkalorie, Worte, die den Eindruck von Produkten machen, sondern Kalorie und Kilokalorie. Der bisherige Vorschlag des AEF wird also aufrecht zu erhalten sein.

Einheiten für Lichtgrößen. Es sind gegenwärtig internationale Beratungen über diese Einheiten im Gange; es empfiehlt sich, deren weiteren Verlauf, an dem auch der AEF sich beteiligt, abzuwarten, diese Einheiten demnach vorläufig wegzulassen.

Zeichen des AEF für Maßeinheiten.

Meter	m	Liter	l
Kilometer	km	Hektoliter	hl
Dezimeter	dm	Deziliter	dl
Zentimeter	cm	Zentiliter	cl
Millimeter	mm	Milliliter	ml
Mikron	μ	Kubikmeter	m^3
		Kubikdezimeter	dm^3
Ar	a	Kubikzentimeter	cm^3
Hektar	ha	Kubikmillimeter	mm^3
Quadratmeter	m^2		
Quadratkilometer	km^2	Celsiusgrad	°
Quadratdezimeter	dm^2	Kalorie	cal
Quadratzentimeter	cm^2	Kilokalorie	kcal
Quadratmillimeter	mm^2		
		Tonne	t
Stunde	h	Gramm	g
Minute	m	Kilogramm	kg
Minute alleinstehend	min	Dezigramm	dg
Sekunde	s	Zentigramm	cg
Uhrzeit: Zeichen erhöht		Milligramm	mg

Ampere	A	Siemens	S	Watt	W
Volt	V	Coulomb	C	Farad	F
Ohm	Ω	Joule	J	Henry	H

Amperestunde	Ah	Mikrofarad	μF
Milliampere	mA	Megohm	*M*Ω
Kilowatt	kW	Kilovoltampere	kVA
Megawatt	*M*W	Kilowattstunde	kWh

Einheiten für elektrische Größen. Das vorgeschlagene Zeichen für Ohm, 𝛩, hat zahlreichen Widerspruch erfahren; auch die Internationale Elektrotechnische Kommission hat es abgelehnt. An seiner Stelle wird fast allgemein das vielfach gebrauchte Ω gewünscht, das auch von der IEC angenommen werden wird. Die neue Einheit des Leitwertes, das Siemens, S, wird nach einem Beschluß der IEC dem Internationalen Elektrotechnischen Kongreß, der 1915 in San Francisco tagen wird, zur Annahme empfohlen werden. Von einer Seite ist gegen das Siemens eingewandt worden, die bisherige Einheit, das Ohmtel, $1/\Omega$, reiche aus; das beruht aber auf einem Irrtum, denn dieses Zeichen ist nirgends in Aufnahme gekommen. Gegen das häufig gebrauchte Mho, die Umkehrung des Namens Ohm, hat sich der AEF bereits früher geäußert und diesen Namen verworfen. Gegen kW für Kilowatt wird geltend gemacht, es sehe unschön aus, wirke wie eine Formel u. a. m.; es wird vorgeschlagen, bei den Vorsätzen, wie Kilo = (k), Milli = (m) usw. keinen Unterschied zwischen großen und kleinen Buchstaben zu machen. Alle diese Vorschläge liegen lediglich auf dem Gebiete der Empfindung; wenn man Zeichen gebraucht, müssen sie in jeder Beziehung eindeutig sein, und an die neue Zusammenstellung kW wird man sich bald genug gewöhnt haben. An eine Ablehnung ist um so weniger zu denken, als das Zeichen bereits allgemein gebraucht wird und auch von der IEC angenommen ist.

Die zusammengesetzten Einheiten sollen nur Beispiele sein; andere zusammengesetzte Einheiten können danach leicht gebildet werden.

Es werden hiernach die in vorstehender Zusammenstellung enthaltenen Einheitsbezeichnungen endgültig festgesetzt.

Berlin, 24. Februar 1914. Scheel. Strecker.

Bericht über die Äußerungen zum Entwurf XII, Liste B der Formelzeichen.

Von F. Neesen und M. Seyffert.

Zu der Formelzeichenliste B haben sich 27 Vereine und eine Privatperson geäußert. Von den ersteren sind 21 Bezirksvereine des Vereins Deutscher Ingenieure, 4 elektrotechnische Vereine,

außerdem die Deutsche Physikalische Gesellschaft und der Verein zur Förderung des naturwissenschaftlichen Unterrichts in Berlin.

Formelzeichen des AEF. 2. Liste.

Größe	Zeichen
Fläche	F
Kraft	P
Moment einer Kraft	M
Arbeit	A
Leistung	N
Normalspannung	σ
Spezifische Dehnung	ε
Schubspannung	b
Schiebung (Gleitung)	γ
Schubmodul	G
Spezifische Querzusammenziehung $\nu = 1/m$ (m Poissonsche Zahl)	ν
Trägheitsmoment	J
Zentrifugalmoment	C
Reibungszahl	μ
Widerstandszahl für Flüssigkeitsströmung	ζ
Schwingungszahl in der Zeiteinheit	n
Mechanisches Wärmeäquivalent	J
Entropie	S
Verdampfungswärme	r
Heizwert	H
Brechungsquotient	n
Hauptbrennweite	f
Lichtstärke	J
Widerstand, elektrischer	R
Stromstärke, elektrische	I

12 der genannten Bezirksvereine und 2 elektrotechnische Vereine stimmen der Liste glatt zu.

Von den Ausstellungen beziehen sich die meisten (4) auf die Bezeichnung n für Schwingungszahl, da dieser Buchstabe für Umlaufzahl einer Maschine benutzt wird. Vorgeschlagen wird N und r. Es sind andere Gründe als die bei der Aufstellung der Liste wohl erwogenen nicht angeführt. Daher empfiehlt es sich auch in Anbetracht der geringen Zahl der Einsprüche, bei dem Zeichen n zu bleiben. Der Hamburger Bezirksverein schlägt vor, statt Schwingungszahl zu sagen „Doppelschwingungen“. Vermutlich

sollen hiermit zwei halbe Schwingungen, ein Hin- und Hergang verstanden werden. Das ist auch die Bedeutung von Schwingungszahl, so daß auch diese Änderung nicht zweckmäßig ist.

Gegen die Benutzung des Buchstabens J für das mechanische Wärmeäquivalent wenden sich drei Bezirksvereine, welche $1/A$ oder A oder 427 vorziehen, zum Teil deshalb, weil J schon für Trägheitsmoment und Lichtstärke, auch Stromstärke benutzt wird, zum Teil, weil ZEUNER A oder $1/A$ benutzt. Da A für Arbeit festgesetzt ist, sind die beiden ersten Bezeichnungen ausgeschlossen. Eine Zahl zu nehmen, ist nicht angängig, weil diese unbequemer zu schreiben ist und nicht absolut feststeht. Es liegt kein Grund vor, von der Bezeichnung J abzugehen. Der Bayerische Bezirksverein schlägt zu J den Zusatz „Arbeitswert der Wärmeeinheit" vor. Derselbe scheint bei der feststehenden Bedeutung des Wortes „mechanisches Wärmeäquivalent" unnötig.

Betreffs Trägheitsmoment wird von dem Westpreußischen Bezirksverein vorgeschlagen, J für Flächen-Trägheitsmoment und Θ oder ϑ für Massen-Trägheitsmoment zu nehmen. Dieser vereinzelte Vorschlag ist nicht geeignet, die gewählte Bezeichnung umzuändern.

Der Bayerische Bezirksverein wendet sich gegen C als Zentrifugalmoment und gegen diesen Ausdruck überhaupt; der Hannoversche Verein schlägt J vor. Das Zentrifugalmoment wird tatsächlich viel benutzt. Die große Mehrheit ist für das vorgeschlagene Zeichen.

An Stelle der Buchstaben für Spannungen wird von dem Breslauer Verein das in der „Hütte" und auch von BACH benutzte Zeichen k vorgeschlagen. Es dürfte hier eine Verwechselung der Begriffe vorliegen.

Der Vorschlag i für Fläche (Mannheimer Verein) ist ganz vereinzelt.

Das Zeichen für Arbeit A war schon in der Liste A der Formelzeichen enthalten; es war zurückgestellt worden, weil es schwierig schien, sich darüber mit der IEC zu verständigen. Nachdem nun die IEC das Zeichen A angenommen hat, ist es in die neue Liste eingesetzt worden.

Einwände sind gegen L als Leistung erhoben. E und N werden empfohlen. Der AEF hat die Bezeichnung mit L schon verlassen und N gewählt.

Für Moment einer Kraft wird zusätzlich ein deutsches 𝔐 empfohlen (Hannoverscher Bezirksverein). Der AEF hält daran fest, nur ein einziges Zeichen zu empfehlen. Der Westfälische Bezirksverein gibt verschiedene Indices an für besondere Momente; solche Indices festzusetzen, dürfte zu weit gehen.

Bei Dehnung soll nach Vorschlag des Hannoverschen Bezirksvereins der Zusatz „spezifisch“ gestrichen werden. Hierfür lag ein triftiger Grund nicht vor.

Verschiedene Anregungen für Zeichen zu Größen, die in dieser Liste B nicht aufgeführt sind, können bei Fertigstellung dieser Liste nicht in Betracht kommen, werden indessen bei Aufstellung weiterer Listen Berücksichtigung finden. Dasselbe gilt für eine Anregung, betreffend die Gaskonstante, da beschlossen ist, diese Größe zunächst wegzulassen.

AEF.
Ausschuss für Einheiten und Formelgrössen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt die nachfolgenden Entwürfe: XVII. Normaltemperatur. — XVIII. Feld und Fluß. — gemäß § 4, Abs. 3, seiner Satzungen zur Beratung und ladet die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Mitte Mai 1915 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine sich zu den Entwürfen äußern. Es wird gebeten, von Äußerungen in Zeitschriften dem AEF stets wenigstens einen Abdruck zu senden.

Berlin, April 1914. Strecker.

Entwurf XVII: Normaltemperatur.

Die Eigenschaften von Stoffen, Systemen, Geräten und Maschinen sind tunlichst bei einer bestimmten einheitlichen Temperatur zu messen oder für eine solche zu berechnen und anzugeben. Sofern nicht besondere Gründe für die Wahl einer anderen Bezugstemperatur vorliegen, ist als Normaltemperatur $+20^{\circ}$ C zu wählen.

Die Bezugstemperatur 0° C ist beizubehalten:
in der Festlegung der Maßeinheiten „Meter“ und „Ohm“;
in der Festlegung der Druckeinheit „Atmosphäre“ und bei Barometerangaben.

Die Bezugstemperatur + 4° C ist beizubehalten in der Festlegung der Maßeinheit „Liter“ und für Wasser als Vergleichskörper bei Dichtebestimmungen.

Begründung.

Von Fr. Auerbach, G. Dettmar, Eugen Meyer und K. Scheel.

Da es zu den Aufgaben der Physik und Chemie gehört, die Eigenschaften und Wirkungen der verschiedenen Stoffe und Energien unter den verschiedensten Bedingungen zu ermitteln, so werden die Messungen naturgemäß bei den verschiedensten Temperaturen, bis zu den tiefsten und höchsten überhaupt erreichbaren, ausgeführt. Aber auch innerhalb des engen Gebietes, das man als Zimmertemperatur bezeichnet und etwa von + 15 bis + 25° C rechnen kann, herrscht die größte Mannigfaltigkeit in den für physikalische und chemische Messungen verschiedener Art bevorzugten Temperaturen. Das gilt selbst für amtliche Vorschriften.

So ist in der 5. Ausgabe des Deutschen Arzneibuches für die Bestimmung des spezifischen Gewichtes als Normaltemperatur 15° vorgeschrieben, für die Messung der Drehung des polarisierten Lichtes 20°, für Tropfenzähler wieder 15°, während unter „Zimmertemperatur“ 15 bis 20° verstanden sein soll. In den Ausführungsbestimmungen zum Zuckersteuergesetz ist 20° als Normaltemperatur festgesetzt, in der Weinzollordnung und in der Anweisung zur chemischen Untersuchung des Weines 15°. Auch in der Alkoholometrie gilt 15° als Normaltemperatur. Nach der amtlichen Anweisung zur chemischen Untersuchung von Fetten soll die Refraktion von Ölen bei 25° gemessen werden, während für die refraktometrische Prüfung der Milch 17,5° üblich ist.

Ebenso groß ist die Verschiedenheit der angewandten Temperaturen bei rein wissenschaftlichen Messungen. Von Eigenschaften, die ihrer Natur nach bei sehr vielen Temperaturen bestimmt werden müssen, wie Löslichkeit, spezifische Wärme und ähnlichen, soll dabei ganz abgesehen werden. Aber auch für Dichtemessungen gibt es keine bevorzugte Temperatur mit Aus-

nahme der Gasdichte, für die 0° die allgemeine Normaltemperatur darstellt. So werden die Volumina gläserner Meßgefäße meist bei 18, 17,5 oder 15° bestimmt. Die Polarisationsdrehung wässeriger Lösungen wird vorwiegend bei 20°, die Viskosität solcher meist bei 25°, chemische Gleichgewichte und Reaktionsgeschwindigkeiten werden bei 15, 18, 20, 25° und anderen Temperaturen gemessen. Verhältnismäßig große Übereinstimmung herrscht bei der Bestimmung des elektrischen Leitvermögens wässeriger Lösungen, für das im Gebiet der Zimmertemperatur nach dem Vorgange von KOHLRAUSCH 18° oder nach dem von OSTWALD 25° als Normaltemperatur benutzt wird. Von den galvanischen Normalelementen ist bekanntlich das Clarkelement auf 15°, das Cadmiumelement auf 20° bezogen.

Es ist klar, daß diese Verhältnisse Unzuträglichkeiten mit sich bringen. Die für eine Temperatur geeichten Maßgefäße oder Geräte können bei genauen Messungen nicht ohne weiteres für andere Temperaturen benutzt werden. Für Anbringung von Korrekturen wegen der Temperaturverschiedenheit fehlen häufig genaue Unterlagen. Oft wird der Beobachter veranlaßt, seine Untersuchungen bei einer anderen als der gewünschten Temperatur zu machen, nur weil er sich nach der Temperatur richten muß, für die gewisse Eigenschaften der benutzten Stoffe schon früher gemessen worden sind.

Auch für die Technik besteht das dringende Bedürfnis nach Vereinbarungen über eine Normaltemperatur. In den Kupfernormalien des Verbandes Deutscher Elektrotechniker aus dem Jahre 1906 war 15° als Normaltemperatur festgesetzt, in den neueren Bestimmungen aber 20°, ebenso auch für die Prüfung von Eisenblech. Für die Maschinentechnik ist es unter anderem aus folgendem Grunde von Bedeutung, eine Normaltemperatur, und zwar eine über 0° liegende festzusetzen: Wenn man Gasmengen, Luftmengen, die für einen Gasmotor, einen Luftkompressor verbraucht werden, auf 0° C bezieht, so erhält man kleinere Verbrauchszahlen, als dann im Betriebe an Gaszählern oder Luftzählern gemessen werden; die Maschinen erscheinen dadurch wirksamer, als sie sind. Bisher ist in den Regeln für Leistungsversuche an Gasmaschinen und Gaserzeugern die Vorschrift enthalten, daß der Heizwert von gasförmigen Brennstoffen auf 1 cbm bei 0° und 760 mm Barometerstand bezogen werden soll.

Es besteht also zweifellos das Bedürfnis, eine im Gebiete der „Zimmertemperatur“ gelegene Normaltemperatur zu vereinbaren, die tunlichst auf allen physikalischen, chemischen und technischen Gebieten gelten soll, soweit nicht besondere Gründe dagegen sprechen. Bei der Wahl einer solchen Temperatur könnte man für die Gebiete der reinen Physik und Chemie zwischen den bisher am meisten angewandten Temperaturen 18 und 20° schwanken. Für 18° liegt ein ungeheures Zahlenmaterial an physikochemischen Messungen der verschiedensten Stoffe vor. Indessen spricht gegen 18° der Umstand, daß diese Temperatur in Deutschland im Sommer meist nicht ohne künstliche Kühlung aufrecht zu erhalten ist; noch mehr gilt dies für die südlicher gelegenen Arbeitsstätten, die sich in immer steigender Zahl an genauen Messungen beteiligen. Da zudem seitens der Elektrotechniker eine Internationale Vereinbarung auf der Grundlage von 20° abgeschlossen ist, so empfiehlt es sich, dieser Wahl zu folgen.

Es versteht sich von selbst, daß der Physiker und Chemiker auch weiterhin bei wissenschaftlichen Forschungsarbeiten sich in den seltensten Fällen mit Messungen bei einer einzigen Temperatur begnügen wird, da er auch den Temperaturverlauf der betreffenden Werte zu ermitteln streben wird. Doch erscheint es entbehrlich, hierfür bestimmte Vorschläge zu machen. Es genügt, wenn die Messungen dieser Art jedenfalls unter anderem auch bei 20° vorgenommen werden, und wenn diese letztere Temperatur bei praktischen Messungen, z. B. bei technischen Prüfungen, bei Analysen usw. allgemein angewandt wird.

Es versteht sich weiter von selbst, daß Fälle denkbar sind, in denen besondere Gründe für die Wahl anderer Temperaturen sprechen. Solche Fälle, in denen man sogar notwendigerweise die Bezugstemperaturen 0 und 4° beibehalten muß, sind oben aufgeführt.

Auch für die Begriffsbestimmung des Normalzustandes von Gasen für physikalische und chemische Zwecke wird man aus praktischen Gründen bei der Bezugstemperatur 0° bleiben, da viel benutzte Formeln, Zahlenwerte und Tabellen sich auf die Bedingungen 0° und 760 mm Druck beziehen. Ein innerer Grund für die Bevorzugung der Temperatur 0° bei Gasen liegt aber nicht vor, und daher erscheint es erforderlich, in allen Fällen,

wo praktische Anwendungen der Gase in Frage kommen, besonders also für technische Zwecke, die Eigenschaftsn der Gase, wie Dichte, spezifische Wärme, Heizwert, für die der Anwendungstemperatur naheliegende Normaltemperatur 20° anzugeben; die einfache Benutzung der auf 0° bezogenen Werte für die gewöhnliche Arbeitstemperatur ohne Umrechnung würde zu mehr oder minder großen Ungenauigkeiten führen.

Entwurf XVIII: Feld und Fluß.

1. Den Raum, in welchem sich elektrische und magnetische Erscheinungen abspielen, bezeichnet man allgemein als elektromagnetisches Feld. Beschränkt sich die Betrachtung im besonderen auf die elektrischen oder auf die magnetischen Erscheinungen, so spricht man von einem elektrischen oder magnetischen Felde.

2. Das Integral der Normalkomponente eines Feldvektors über eine Fläche bezeichnet man als Fluß des Vektors durch die Fläche.

Im besonderen bezeichnet man das Integral der Normalkomponente der magnetischen Induktion über eine Fläche als Induktionsfluß und das Integral der Normalkomponente der dielektrischen Verschiebung über eine Fläche als Verschiebungsfluß.

3. Den Induktionsfluß durch eine von allen Windungen einer Spule umrandete Fläche bezeichnet man als Spulenfluß. Der Fluß durch die Fläche einer einzelnen Windung heißt Windungsfluß.

Erläuterungen.

Von K. Sulzberger, R. Richter und K. W. Wagner.

In der Physik ist es üblich, das Raumgebiet, in dem ein bestimmter physikalischer Zustand herrscht, der an jeder Stelle durch eine bestimmte Größe und Richtung definiert ist, als Vektorfeld zu bezeichnen. Wenn es sich um einen Raum handelt, in dem sich elektrische und magnetische Erscheinungen abspielen, der physikalische Zustand an jeder Stelle des Raumes also durch einen elektrischen und einen magnetischen Vektor bestimmt ist, so spricht man von einem elektromagnetischen Felde. Entsprechend nennt man im besonderen „elektrisches Feld" das Wirkungsgebiet des elektrischen Vektors und „magnetisches Feld"

das Wirkungsgebiet des magnetischen Vektors. Wenn es zweifelsfrei ist, welches Feld gemeint ist, spricht man auch von dem Felde schlechtweg.

In vielen Fällen interessiert jedoch nicht die Verteilung des Feldvektors, sondern es genügt zu wissen, welchen Wert das Integral der Normalkomponente des Vektors durch eine bestimmte Fläche hat, z. B. wenn es sich darum handelt, die EMK zu bestimmen, die in einer Leiterschleife induziert wird. Sie ist nach dem Induktionsgesetz gleich der Änderungsgeschwindigkeit des Integrals der Normalkomponente der magnetischen Induktion durch eine Fläche, deren Randkurve die betrachtete Schleife ist. Dieses Flächenintegral des Feldvektors bezeichnet man als den Fluß durch die Fläche der Schleife.

Der magnetischen Induktion im magnetischen Felde entspricht die dielektrische Verschiebung im elektrischen Felde; dem Induktionsfluß entspricht also hier der Verschiebungsfluß. Seine Änderungsgeschwindigkeit liefert bekanntlich den dielektrischen Verschiebungsstrom.

Der Fluß ist ein Skalar. Hieraus ergibt sich, daß der Fluß durch eine bestimmte Fläche stets zahlenmäßig angegeben werden kann, während das Feld eines Vektors nur das Wirkungsgebiet bezeichnet, in dem der Vektor vorherrscht.

So kann man z. B. bei einem Transformator von einem Hauptfelde und einem Streufelde nur insofern sprechen, als man mit Hauptfeld das Raumgebiet bezeichnet, in dem die Induktionslinien verlaufen, die sowohl die primäre wie die sekundäre Wickelung durchsetzen, d. i. im wesentlichen den Eisenkern, und mit Streufeld das Gebiet der magnetischen Streulinien, d. h. der Induktionslinien, die nicht sämtliche Windungen beider Wickelungen umschlingen[1]), d. i. im wesentlichen den Luftraum zwischen den beiden Wickelungen. Zur Beurteilung der magnetischen Beanspruchung ist der Feldvektor maßgebend, die Induktion im Eisenkern, zur Berechnung der induzierten elektromotorischen Kräfte die entsprechenden Induktionsflüsse, z. B. für die Haupt-

---

[1]) Die hierbei vorausgesetzte Unterteilung des Gesamtflusses ist nicht immer die zweckmäßigste. In einer besonderen Aufgabe („Magnetische Streuung") des AEF sollen die Begriffe Hauptfluß und Streufluß definiert werden; die endgültige Fassung der Erläuterungen wird auf diese Definition Rücksicht nehmen.

EMK, i. a. kurz EMK genannt, das Integral der Induktion über den Querschnitt des Eisenkerns, d. h. der Hauptfluß, während für die Berechnung des Spannungsabfalles der Streufluß maßgebend ist.

Ferner sind beispielsweise bei einem stabförmigen Magneten die Flüsse in den verschiedenen Querschnitten desselben verschieden, während alle diese Querschnitte im nämlichen Felde liegen.

In der Praxis handelt es sich häufig um die Berechnung der induzierten EMK in einer Spule. Dazu hat man nach dem Induktionsgesetz eine Fläche zu konstruieren, die von den sämtlichen Windungen der Spule sowie von der Linie umrandet wird, die die Enden der Spulenwickelung auf dem kürzesten Wege verbindet, ohne das magnetische Feld zu durchschneiden. Wie man sich eine derartige Fläche vorzustellen hat, ist von F. Emde gezeigt und durch ein Modell erläutert worden (Elektrotechnik und Maschinenbau, Wien 1912, Heft 47); den Fluß durch diese Fläche bezeichnet man als den Spulenfluß. Bisher wurde der Spulenfluß als Zahl der Kraftröhrenverkettungen oder Zahl der Kraftflußwindungen, zuweilen auch als Kraftlinien-Windungszahl bezeichnet.

Häufig will man auch die in einer Windung induzierte EMK berechnen. Hierzu braucht man nach dem Induktionsgesetz den Fluß durch eine Fläche, die von der Windung und der kürzesten Verbindungslinie ihrer Enden umrandet ist. Diesen Fluß nennt man den Windungsfluß. Er kann wegen der Streuung der Induktionslinien für die verschiedenen Windungen einer Spule verschieden sein. Aber stets ist die Summe aller Windungsflüsse einer Spule gleich dem Spulenfluß. Sind im besonderen Falle die Windungsflüsse sämtlich einander gleich, so ist der Spulenfluß gleich dem Produkt aus dem Windungsfluß und der Windungszahl.

Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ durch Elektronenstösse;

von J. Franck und G. Hertz.

(Eingegangen am 21. Mai 1914.)

Bei den von uns ausgeführten Untersuchungen über die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen eines Edelgases oder eines Metalldampfes hat sich gezeigt, daß die Elektronen bei derartigen Zusammenstößen ohne Energieverlust reflektiert werden, solange ihre kinetische Energie eine bestimmte kritische Größe nicht übersteigt, daß sie jedoch beim Zusammenstoß ihre ganze Energie verlieren, sobald diese gleich der kritischen Größe geworden ist. Die kritische Geschwindigkeit ist eine, für jedes Gas charakteristische Konstante und in den bisher untersuchten Fällen gleich der Ionisierungsarbeit [1]). Dieser Befund entspricht nun durchaus der Quantentheorie, denn nach dieser Theorie soll den Schwingungen der Elektronen im Atom Energie nicht in beliebigen Beträgen, sondern nur in bestimmten Quanten zugeführt werden können. Die Frage, ob tatsächlich, wie weiter aus der Quantentheorie folgt, der geringste zu übertragende Energiebetrag gleich dem Produkte aus der Planckschen Konstanten h und der Frequenz ν desjenigen Elektrons ist, welches die Energie empfängt [2]), haben wir bisher nur beim Quecksilberdampf mit einiger Sicherheit entscheiden können. Bei diesem Dampf ist nicht nur die kritische kinetische Energie mit großer Genauigkeit gemessen, sondern man kennt auch mit großer Wahrscheinlichkeit die Frequenz des schwingenden Elektrons, da durch die Woodschen [3]) Versuche über die Quecksilberresonanzstrahlung bewiesen ist, daß in jedem Quecksilberatom ein schwingungsfähiges Elektron mit der der Wellenlänge 253,6 $\mu\mu$ entsprechenden Frequenz vorhanden ist. Es zeigte sich, daß der von uns gemessene Wert des geringsten, zu übertragenden Energie-

---

[1]) Literatur siehe Franck und Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. im vorangehenden Heft, S. 457—467.

[2]) Die Vermutung, daß die Ionisierungsarbeit gleich dem Produkt $h\nu$ ist, ist verschiedentlich zuerst von J. Stark ausgesprochen worden.

[3]) R. W. Wood, Phys. ZS. 13, 353, 1912.

quantums innerhalb der Fehlergrenze mit dem Produkt $h\nu$ übereinstimmte.

Um aus unseren Befunden mit Sicherheit schließen zu können, daß die untersuchten Vorgänge der Quantentheorie entsprechend verlaufen, durften wir uns jedoch nicht damit begnügen, nachzuweisen, daß die Energie nur in gewissen Quanten übertragen wird. Es war vielmehr noch nötig zu beweisen, daß das ganze übertragene Energiequantum $h\nu$ einem einzigen schwingungsfähigen Elektron der Frequenz ν zugeführt wird. Diesen Nachweis zu führen, war der Zweck der vorliegenden Untersuchung.

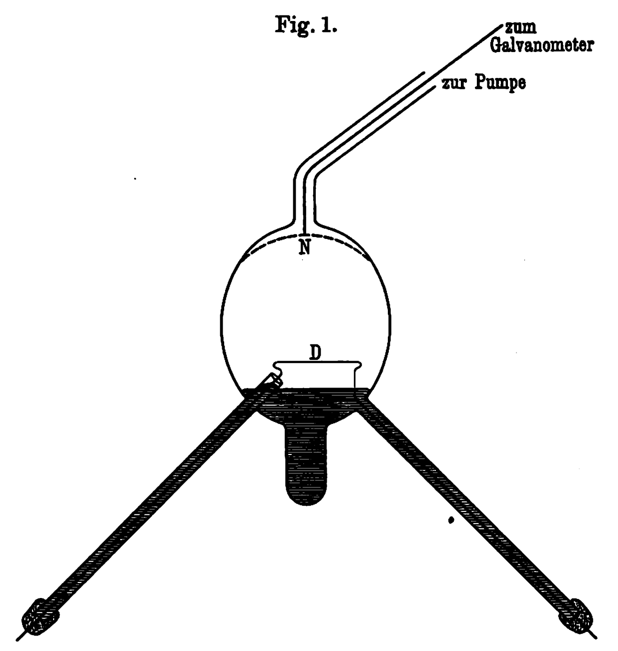
Wie wir schon in der (im letzten Heft der Verhandlungen, S. 457—467, publizierten) Arbeit betont haben, führt ein großer Teil der Stöße, bei welchen dem schwingenden Elektron der Energiebetrag $h\nu$ zugeführt wird, nicht zur Ionisation. In den Atomen, welche derartige Stöße erlitten haben, befindet sich also ein mit der beträchtlichen Energie $h\nu$ schwingendes Elektron der Frequenz ν. Es war daher zu erwarten, daß diese nicht zur Ionisation führenden, aber einen Energieverlust der Größe $h\nu$ ergebenden Stöße von einer Lichtemission der Frequenz ν begleitet wären, daß also eine Emission der Resonanzstrahlung zu beobachten sein müßte. Wenn man also Elektronen in Quecksilberdampf hineinbringt und diesen die Möglichkeit gibt, die einer durchlaufenen Spannung von 4,9 Volt entsprechende Geschwindigkeit zu erlangen, so muß eine Lichtemission zu beobachten sein, und zwar ausschließlich die Emission der Quecksilberresonanzstrahlung der Wellenlänge 253,6 $\mu\mu$. Die Versuche haben diese Erwartung in vollem Maße bestätigt.

Der benutzte Apparat ist in Fig. 1 dargestellt. Das Gefäß bestand aus Quarz, sein unterer Teil und die beiden Ansatzröhren waren mit Quecksilber gefüllt. Der Apparat wurde durch einen ringförmigen Gasbrenner auf etwa 150° erhitzt. Als Elektronenquelle diente der Platindraht D, der durch einen elektrischen Strom zum Glühen gebracht wurde. Das ihm gegenüberstehende Platindrahtnetz N war durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden, zwischen Glühdraht und Drahtnetz wurde eine für die Elektronen beschleunigende Spannung gelegt. Die nicht zu vermeidenden Kittstellen waren möglichst weit von dem erhitzten Teile des Apparates entfernt angebracht und wurden mit Wasser gekühlt. Zur Untersuchung der auftretenden Strahlung diente

ein Ultraviolettspektrograph von FUESS, welchen Herr Professor GOLDSTEIN uns in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellte.

Aus unseren früheren Untersuchungen wissen wir, daß unter den gewählten Bedingungen von Druck und Feldstärke stets Elektronen von einer der Spannung 4,9 Volt entsprechenden, aber keiner höheren Geschwindigkeit auftreten, sobald die angelegte Spannung den Wert 4,9 Volt übersteigt[1]). Dagegen können wir

Fig. 1.



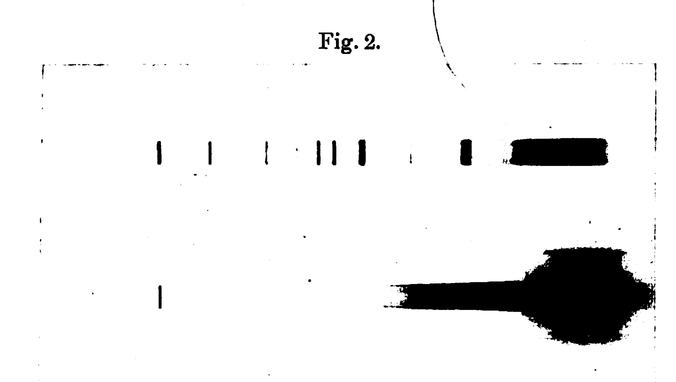
nicht mit Sicherheit sagen, daß gar keine Elektronen dieser Geschwindigkeit vorhanden sind, solange die angelegte Spannung kleiner ist als 4,9 Volt, da die Elektronen mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit den Glühdraht verlassen, welcher bei den

---

[1]) Ein Druck von etwa 1 mm und ein Gradient von 2 $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ erfüllen diese Bedingungen vollkommen wie unsere im vorigen Heft der Verhandlungen besprochenen Messungen der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zeigen. Sobald die Elektronen eine 4,9 Volt entsprechende Geschwindigkeit erreicht haben, führt einer der nächsten Zusammenstöße mit Sicherheit zum völligen Energieverlust; und auf diesen wenigen freien Weglängen, die das Elektron noch mit der kritischen Geschwindigkeit zurücklegen kann, ist der Geschwindigkeitszuwachs klein gegenüber der kritischen Geschwindigkeit.

benutzten Glühdrahttemperaturen bis zu etwa 1 Volt ansteigt. Die nach ein- bis zweistündigem Exponieren erhaltenen Photographien zeigten ein bis ins Violette gehendes, kontinuierliches Spektrum, das durch das vom glühenden Draht ausgesandte Licht verursacht wurde, und ferner, durch einen weiten Abstand getrennt, deutlich die Linie 253,6 $\mu\mu$; dagegen in keinem Falle auch nur eine Andeutung der anderen Quecksilberlinien, welche im Spektrum des Quecksilberlichtbogens die Resonanzlinie an Intensität zum Teil weit übertreffen. Die Identifizierung der Linie erfolgte durch Vergleich mit einer für den betreffenden Apparat gebauten Wellen-

Fig. 2.



längenskala und ferner durch Darüberphotographieren des Spektrums des Quecksilberlichtbogens als Vergleichsspektrum.

Die Fig. 2 stellt eine solche Photographie dar, welche mit einer Potentialdifferenz von 8 Volt an den Elektronen aufgenommen ist. Sie zeigt deutlich (hoffentlich auch in der Reproduktion) das Auftreten der Resonanzlinie 253,6 $\mu\mu$. Die Intensität des emittierten Lichtes hängt, wie dies nach Woods Resultaten über die Zerstreuung und Absorption der Resonanzstrahlung im Quecksilberdampf verständlich ist, wesentlich von der Höhe des Dampfdruckes ab. Die besten Bilder erhielten wir bei einer Temperatur von etwa 150°, so daß der Dampfdruck des Quecksilberdampfes größer als 1 mm ist. Wir haben unter Variation der Versuchsbedingungen bei verschiedenen angelegten Spannungen das Auftreten der Linie verfolgt und bei einer Spannung unter der kritischen niemals eine Andeutung der Linie erhalten, z. B. ergibt unter gleichen

Bedingungen 4 Volt keine Andeutung der Linie, während sie schon bei 6 Volt deutlich sichtbar ist.

Da nunmehr gezeigt worden ist, daß das übertragene Energiequantum tatsächlich gerade gleich dem Betrage $h\nu$ ist, kann man eine genaue Messung dieses Energiequantums zu einer Bestimmung des Wertes der Konstanten h benutzen, welche an Genauigkeit den auf Strahlungsmessungen gegründeten Bestimmungen dieser Größe nicht nachsteht. Da außer der gemessenen Potentialdifferenz, die die Elektronen durchlaufen haben, nur noch das Elementarquantum und die Wellenlänge der Resonanzstrahlung in die Rechnung eingeht, so kann man auf diese Weise die Größe h mit derjenigen Genauigkeit bestimmen, mit der die kritische Geschwindigkeit der Elektronen gemessen werden kann. Aus unseren Messungen ergibt sich $h = 6{,}59 \,.\, 10^{-27}$ erg sec mit einem möglichen Fehler von 2 Proz., während die aus den von verschiedenen Beobachtern gewonnenen Werten der Strahlungskonstanten sich ergebenden Werte um weit mehr als 2 Proz. differieren. Legt man den Rechnungen den WARBURGschen [1]) Wert der Konstanten c_2 des Strahlungsgesetzes $c_2 = 1{,}437$ cm grad und den WESTPHALschen [2]) Wert der Konstante σ des STEFANschen Gesetzes $\sigma = 5{,}57 \,.\, 10^{-27} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2\ \text{grad}^4}$ zugrunde, so ergibt sich $h = 6{,}47 \,.\, 10^{-27}$ erg sec. Setzt man für σ den Mittelwert der neuesten Messungen $\sigma = 5{,}70 \,.\, 10^{-12}$ ein, so erhält man $h = 6{,}62 \,.\, 10^{-27}$. Beide Werte stimmen innerhalb der angegebenen Fehlergrenze mit unseren überein.

Es reihen sich an diesen Befund weitere Fragen, deren Beantwortung späteren Experimentaluntersuchungen, die wir zum Teil in Vorbereitung haben, überlassen bleiben muß. Die interessanten Versuche von GEHRCKE und SEELIGER [3]) und von HOLM [4]) zeigen, daß bei größeren Elektronengeschwindigkeiten die Verhältnisse sehr viel weniger einfach liegen. So wird nach GEHRCKE und SEELIGER in Quecksilberdampf schon von etwa 10 Volt Elektronen sichtbare Strahlung angeregt. Es würde von großem Interesse sein,

---

[1]) E. WARBURG, G. LEITHÄUSER, E. HUPKA, C. MÜLLER, Ann. d. Phys. (4) 40, 626, 1912.
[2]) W. WESTPHAL, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 897, 1913.
[3]) E. GEHRCKE u. R. SEELIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 339 u. 1023, 1912.
[4]) R. HOLM, Phys. ZS. 15, 289, 1914.

diese Untersuchungen auf das ultraviolette Gebiet auszudehnen. Ferner wird zu untersuchen sein, ob bei den anderen Metalldämpfen und den Edelgasen eine entsprechende Strahlung auftritt, deren Wellenlänge sich aus der Energie der Elektronen, die sich bei den unelastischen Zusammenstößen den Molekülen übertragen, berechnen läßt. Am ehesten wird man hier wohl bei den Dämpfen der Alkalimetalle zum Ziele kommen können.

Zusammenfassung.

Die Ergebnisse unserer beiden Arbeiten über die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Quecksilberatomen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die Elektronen werden an den Quecksilberatomen ohne Energieverlust reflektiert, solange ihre kinetische Energie kleiner ist, als der Betrag $h\nu$, wobei ν die der Resonanzlinie entsprechende Frequenz ist.

2. Sobald die kinetische Energie eines Elektrons den Wert $h\nu$ erreicht hat, wird bei einem der nächsten Zusammenstöße dieses Energiequantum an das im Atom befindliche Spektrum der Frequenz ν übertragen.

3. Die übertragene Energie wird zum Teil zur Ionisation benutzt, zum Teil als Lichtstrahlung der Frequenz ν ausgestrahlt.

4. Die Größe h ergibt sich aus diesen Versuchen zu $6{,}59 \cdot 10^{-27}$ erg sec mit einem möglichen Fehler von 2 Proz.

Ein Teil der benutzten Apparate ist aus Mitteln der Solvay-Stiftung angeschafft, wofür wir bestens zu danken haben.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, 18. Mai 1914.

Zur Theorie der Zustandsgleichung und des Nernstschen Theorems;

von Léon Schames.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 8. Mai 1914.)

(Vgl. oben S. 439).

---

§ 1. Die spezifische Wärme im kritischen Punkt. Das $c_v\,T$-Diagramm. Die Theorie [1]) ergibt für den kritischen Punkt $c_p = \infty$, während c_v endlich bleibt. Die praktischen Messungen [2]) haben den kritischen Punkt noch nicht erreicht. Jedoch läßt sich die kritische spezifische Wärme $c_{v\,k}$ aus thermodynamischen Gleichungen extrapolieren, und zwar entweder aus:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v, \tag{1}$$

oder aus:

$$c_p - c_v = -T\,\frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}. \tag{2}$$

Die Gleichung 2) hat gegen 1) den Nachteil, daß sie außer der Kenntnis des „Zustands" auch noch diejenige von c_p verlangt; dementsprechend gibt sie aber auch viel sicherere Werte als 1). In dieser ist nämlich $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v$ nur sehr wenig $\gtrless 0$, was früher ja Young [3]) u. a. veranlaßt hatte, diesen Term Null zu setzen. Hinzu kommt noch, daß die Integration dieses so wenig von Null verschiedenen Terms nach v nur wenig exakt durchgeführt werden kann; wir geben also der Gleichung 2) den unbedingten Vorrang.

Die in 2) vorkommenden Größen sind bisher nur für eine Substanz, sowohl für die Flüssigkeit als auch für den Dampf bekannt; für Wasser, und zwar für flüssiges Wasser [4]) von 0—220°,

---

[1]) Raveau, Journ. de Phys. (3) **1**, 461, 1892; P. Duhem; ebenda 470.

[2]) Vgl. L. Schames, Ann. d. Phys. (4) **39**, 895, 1912.

[3]) W. Ramsay u. S. Young, Phil. Mag. (5) **30**, 338, 1890.

[4]) C. Dieterici, Ann. d. Phys. (4) **16**, 593, 1905; P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. **47**, Heft 13, **48**, Heft 9.

für Wasserdampf[1]) von 0—200°. Es ergibt sich so folgende Tabelle:

Tabelle I.

t	Flüssiges Wasser						Gesättigter Wasserdampf		
	$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \cdot 10^4$	$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \cdot 10^6$	$c_p - c_v$	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k
0	—0,57	50,4	0,00041	1,0088	1,0084	1,000	0,457	0,347	1,318
20	1,92	45,3	0,0056	0,9987	0,9931	1,006	0,459	0,348	1,318
40	3,90	44,0	0,0253	0,9987	0,9734	1,027	0,462	0,350	1,320
60	5,30	43,8	0,050	1,0008	0,9508	1,052	0,467	0,353	1,322
80	6,68	45,0	0,082	1,0045	0,9225	1,09	0,473	0,356	1,328
100	7,8	48,5	0,110	1,0099	0,900	1,12	0,482	0,360	1,340
140	10,3	61	0,169	1,026	0,857	1,195	0,515	0,380	1,355
180	14,0	80,5	0,259	1,048	0,789	1,33	0,64	0,455	1,407
220	18,3	113	0,337	1,077	0,740	1,455	0,90	0,593	1,52
260	—	—	—	1,113	0,71	1,57	1,40	0,63	2,22
300	—	—	—	1,155	0,68	1,70	—	0,65	—
340	—	—	—	—	0,67	—	—	0,655	—
374	∞	∞	∞	∞	0,66	∞	∞	0,66	∞

Das $C_v\,T$-Diagramm ist in Fig. 1 graphisch gegeben. Die Grenzkurve für flüssiges Wasser fällt von B nach K und es wird:

$$C_{v\,k} = 6\,R.$$

In der Nähe von 0° C ist C_v des Dampfes nur wenig veränderlich; natürliche Extrapolation ergibt für den absoluten Nullpunkt:

$$C_{v\,o} = 3\,R,$$

mithin:

$$C_{v\,k} = 2\,C_{v\,o}. \tag{3}$$

In das Diagramm sind einige Isobaren dünn eingezeichnet. Die Linie $p = 0$ ist besonders interessant, weil sie denselben Abfall der spezifischen Wärme mit sinkender Temperatur zeigt, wie wir ihn für Wasserstoff[2]) kennen. Der hohen kritischen Temperatur des Wassers entsprechend, wird jedoch hier der Endwert $C_{v\,o}$ schon bei etwa 100° C praktisch erreicht, während für Wasserstoff diese Temperatur bei etwa 60° abs. liegt.

Die Beziehung 3) wird voraussichtlich auch für die zweiatomigen Gase gelten. Für Wasserstoff läßt sich das zurzeit

[1]) Knoblauch, Linde u. Klebe, Forschungsarb. deutsch. Ing., Heft 21. Knoblauch u. Jakob, ebenda, Heft 36. M. Jakob, ZS. Ver. deutsch. Ing. S. 1980, 1912. W. Schüle, Techn. Thermodynamik II., S. 50, 1914.

[2]) A. Eucken, Berl. Ber., S. 141, 1912.

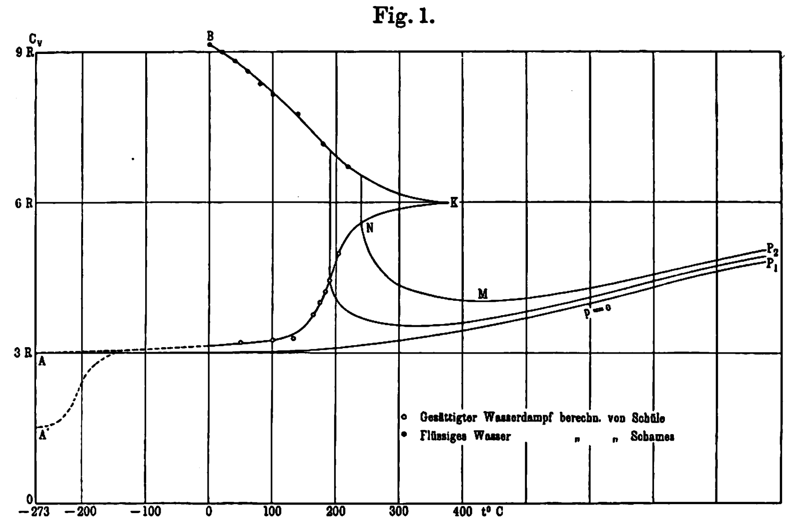
noch nicht zeigen, wohl aber für Stickstoff, für dessen spezifische Wärme R. PLANK[1]) eine Gleichung aufgestellt hat. Diese ergibt:

$$C_{v\,k} = 5{,}85 \sim 3\,R,$$

eine bessere Übereinstimmung als eigentlich zu erwarten ist, da diese Gleichung nur in beschränktem Intervall gelten kann. In der Tat versagt sie für tiefe Temperaturen, den Abfall bis zum Wert $C_{v\,o} = {}^3/_2\,R$ kann sie nicht darstellen.

Für die einatomigen Gase ist experimentell bisher nur festgestellt, daß c_v bei niedrigem Druck von der Temperatur unabhängig ist. Im kritischen Gebiet wird c_v mit wachsendem

Fig. 1.



Druck wachsen,[2]) doch ist $c_{v\,k}$ noch nicht sicher bestimmt; wenn es auch wahrscheinlich sein dürfte, so ist es mithin doch noch fraglich, ob Beziehung 3) auch hier gilt.

Bezeichnen wir mit n die Zahl der Atome im Gasmolekül, so wird:

Tabelle II.

n	$C_{v\,o}$	$C_{v\,k}$	k_o
1	${}^3/_2\,R$	?	${}^5/_3$
2	${}^3/_2\,R$	$3\,R$	${}^5/_3$
3	$3\,R$	$6\,R$	${}^4/_3$

[1]) R. PLANK, Phys. ZS. 11, 640, 1910.
[2]) H. KAMERLINGH ONNES u. C. A. CROMMELIN, Comm. Leiden Nr. 131 c.

§ 2. Erklärung der Abhängigkeit c_v von p und T. Bei den einatomigen Gasen haben wir es bekanntlich nur mit translatorischer Energie zu tun; Rotationen treten erst bei den zwei- und mehratomigen Gasen auf. NERNST[1]) nimmt an, daß für alle Gase die Rotationsenergie für $T = 0$ verschwindet, so daß für alle Gase $C_{v\,0} = {}^3/_2 R$. Das hieße, in Fig. 1 müßte die Extrapolation nicht nach A, sondern nach A' führen; KA' würde einen zweimaligen Abfall aufweisen, was uns nicht recht plausibel scheint.

Akzeptieren wir vorläufig die NERNSTsche Erklärung für den Abfall von P_1 nach A auf der Isobaren $p = 0$, so ist damit auch der Abfall für größere Drucke, etwa von P_2 nach M erklärt. Wie ist aber der Anstieg von M nach N zu verstehen? Ich glaube, daß die Assoziationstheorie diesen Anstieg erklären kann. Nach ihr assoziiert sich das Gas im kritischen Gebiet zu Doppelmolekülen, und diese Assoziation muß ein ständiges Wachsen von c_v bedingen. Das erklärt den Anstieg von A nach K und weiter im flüssigen Zustand nach B. Aber c_v kann mit wachsender Molekülgröße nicht unbegrenzt weiter wachsen. Im Gegenteil! Haben die Moleküle sich bis zu einer gewissen Grenzgröße assoziiert, so bedingt ein weiteres Wachsen eine gewisse Unbeweglichkeit, eine Abnahme der Freiheitsgrade. Dies tritt im festen Zustand auf. Die Unbeweglichkeit der großen Konglomerate nimmt mit sinkender Temperatur immer mehr zu, bis sie im absoluten Nullpunkt vollkommen geworden ist. Das heißt mit anderen Worten: im absoluten Nullpunkt ist der Assoziationskoeffizient ∞, die spezifische Wärme 0.

§ 3. Thermodynamischer Beweis der Unrichtigkeit der VAN DER WAALSschen Gleichung. Wir sahen, daß die spezifische Wärme sich mit dem Zustand des Körpers in charakteristischer Weise ändert, und es ist daher auffallend, daß in die VAN DER WAALSsche und ähnliche Gleichungen die spezifische Wärme nicht eingeht. Wir wollen zeigen, daß dies tatsächlich ein prinzipieller Fehler ist. Nach VAN DER WAALS ist:

$$(v - b)\left(p + \frac{a}{v^2}\right) = \frac{R}{m} T,$$

[1]) W. NERNST, ZS. f. Elektrochem. 17, 265, 1911.

wobei a und b als Variable zu betrachten sind. Thermodynamisch ist:

$$p + \frac{a}{v^2} = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v.$$

Nach 2) ist aber:

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = c_p - c_v.$$

Integrieren wir diese Gleichung von 0 bis T, so wird die linke Seite identisch mit der der VAN DER WAALSschen Gleichung; es müßten also auch die rechten Seiten einander gleich sein:

$$\int_0^T (c_p - c_v)\, d\,T = \frac{R}{m} T,$$

was keineswegs allgemein der Fall ist, sondern ja nur für ideale Gase gilt.

Wenn man bisher auch schon durch die Anwendung auf praktische Fälle wußte, daß das R der VAN DER WAALSschen Gleichung nicht konstant ist, so hat man dies durch die bisher noch unmöglich exakte Darstellung von a und b erklären wollen. Ich glaube gezeigt zu haben, daß die Ursache eine andere ist. Selbst bei ideal richtiger Darstellung von a und b, die wir durch die thermodynamische Methode umgangen haben, folgt, daß in eine derartige Zustandsgleichung nicht etwa die Gaskonstante, sondern die Differenz der spezifischen Wärmen eingehen muß, was mithin ein prinzipieller Fehler der VAN DER WAALSschen und ähnlicher Gleichungen ist.

§ 4. **Wert der Entropie kondensierter Systeme für $T = 0$ und für $p = \infty$.** Nach dem NERNSTschen Theorem gilt für kondensierte Systeme u. a. für $T = 0$:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial T} &= 0 \\ c_p - c_v &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial T} = c &= 0 \end{aligned}\right\}. \qquad 4)$$

Die Entropie $S = \int_0^T \frac{c_p\, d\,T}{T}$ wird unabhängig vom Aggregatzustand oder der Modifikation (PLANCK):

$$S_{T=0} = 0. \qquad 5)$$

Bekanntlich ist die Entropie für $T = 0$ unabhängig vom Druck, also

$$S_{\substack{T=0\\p=\infty}} = 0 \tag{5a}$$

Ein dem NERNSTschen analoges Theorem muß nun auch für $p = \infty$ gelten, was ich kürzlich aussprach[1]) und nachträglich auch bei PÓLÁNYI[2]) fand.

Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß für $p = \infty$:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial T} &= 0\\ c_p - c_v &= 0\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Weniger selbstverständlich, aber doch richtig ist auch

$$c = 0 \tag{6a}$$

Mithin gilt reziprok zu obigem Satz: Die Entropie für $p = \infty$ ist unabhängig von der Temperatur und nach 5a) ist dann für beliebige Temperaturen:

$$S_{p=\infty} = 0. \tag{5b}$$

§ 5. Wert der Energie kondensierter Systeme für $T = 0$ und für $p = \infty$. Wir betrachten ausschließlich die thermodynamische Energie U, sehen also von Energien wie der thermochemischen oder gar wie der, die die Relativitätstheorie einführt, ab:

$$U = \int_0^T c_p \, dT - \int_{v_0}^{v} p \, dv. \tag{7}$$

Setzen wir die Integrationskonstante des ersten Integrals Null, so erhalten wir, ähnlich wie oben: Die Energie für $T = 0$ und $p = 0$ ist unabhängig von dem Aggregatzustand oder der Modifikation:

$$U_{\substack{T=0\\p=0}} = 0. \tag{8}$$

Wird der Körper bei $T = 0$ isotherm komprimiert bis $p = \infty$, so wird, da die Kompressionswärme $Q = T \int_0^\infty \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp = 0$,

$$U_{\substack{T=0\\p=\infty}} = -\int_{p=0}^{p=\infty} p \, dv. \tag{9}$$

---

1) L. SCHAMES, ZS. f. phys. Chem. 87, 369, 1914.
2) M. PÓLÁNYI, ebenda 83, 339, 1913.

Dieser Ausdruck ist positiv, da eine Volumenverkleinerung eintritt, und er ist endlich. Nehmen wir an, daß der Grenzwert für $p = \infty$ nach einer e-Funktion erreicht wird, so wird:

$$-\int_{p=0}^{p=\infty} p\, dv = -\int_0^\infty \varDelta v\, e^{-ap} dp = \frac{\varDelta v}{a},$$

wobei

$$\varDelta v = \lim_{T=0,\, p=0} v - \lim_{p=\infty} v$$

und a die Exponentialkonstante ist.

Nach 6a) ist $U_{p=\infty}$ unabhängig von der Temperatur, also gilt für beliebige Temperatur:

$$U_{p=\infty} = \frac{\varDelta v}{a}. \qquad 10)$$

§ 6. Die kritischen Punkte fest-flüssig. Betrachten wir die kondensierte Substanz in zwei Phasen, die eine fest (kristallisiert), die andere flüssig-unterkühlt (amorph), so wird für $p = 0$, $T = 0$: Druck, Temperatur, Entropie und Energie der beiden Phasen einander gleich. Auch das extrapolierte Volumen $\lim\limits_{p=0,\, T=0} v$ zeigt in beiden Phasen keinen Unterschied, so daß wir diesen Punkt als II. kritischen Punkt betrachten dürfen; seine Koordinaten sind also:

$$\left.\begin{aligned} T_{k2} &= 0 \\ p_{k2} &= 0 \\ v_{k2} &= \lim_{T=0,\, p=0} v \end{aligned}\right\} \qquad 11)$$

Bei hohen Drucken steigt die Grenzkurve zwischen festem Körper und Flüssigkeit für alle Substanzen (auch für Wasser) mit wachsendem Druck zu höheren Temperaturen. Starke Extrapolation ergibt, daß sich diese Temperatur der gewöhnlich kritischen T_{k1} asymptotisch nähert. Da nun für $p = \infty$ Druck, Temperatur, Entropie und Energie der beiden Phasen einander gleich sind, so können wir als III. kritischen Punkt betrachten:

$$\left.\begin{aligned} p_{k3} &= \infty \\ v_{k3} &= \lim_{p=\infty} v \end{aligned}\right\} \qquad 12)$$

und der allerdings extrapolierten Temperatur:

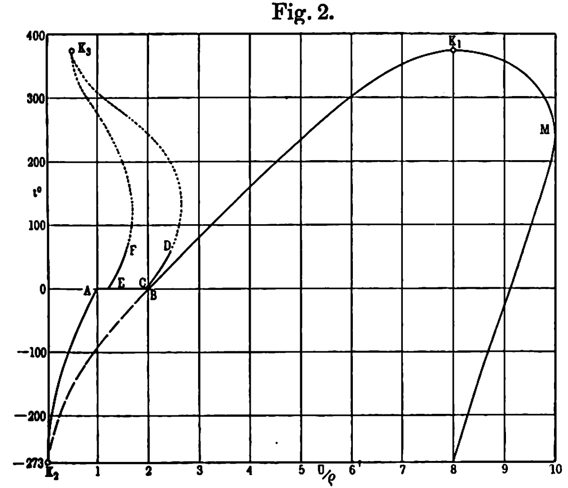
$$T_{k3} = T_{k1}. \qquad 12a)$$

Die vollständige $p\,v\,T$-Zustandsfläche normaler Körper, als auch des Wassers, habe ich an oben zitierter Stelle, nach 11) und 12) ergänzt, schematisch gegeben.

§ 7. Das Energie-Temperatur-Diagramm. Hier wollen wir ein quantitatives U-T-Diagramm geben; wir wählten T als Koordinate, weil diese immer endlich und für die Grenzkurve $\leqq T_k$ bleibt, während p und v ∞ werden.

Wasser ist wiederum die einzige Substanz, die bisher genügend genau untersucht ist und deren Diagramm Fig. 2 darstellt. Als

Fig. 2.



Einheit der Energie haben wir die Schmelzwärme ϱ des Eises I unter seinem eigenen Dampfdruck bei 0° C gewählt = 79,2 cal/g, d. h. die Abszisse ist $\frac{U}{\varrho}$.

Vom absoluten Nullpunkt steigt die Energie des Eises an bis in A Schmelzen eintritt. Der Energieinhalt, nach den NERNSTschen[1]) Messungen integriert, ist hier etwas kleiner als ϱ, was in der Figur nicht berücksichtigt worden ist. $B\,K_1$ stellt dann die Energie der Flüssigkeit bis zum I. kritischen Punkt dar, während $B\,K_2$ die unterkühlte Flüssigkeit wiedergibt, wobei der absolute Nullpunkt nach obigem der II. kritische Punkt ist. In K_1 ergibt sich mit den Daten SCHÜLE's[2])

$$U_{k\,1} \sim 650.$$

1) W. NERNST, Ann. d. Phys. (4) **36**, 395, 1911.
2) W. SCHÜLE, ZS. d. Ver. d. Ing., 1506, 1911.



Dabei hat SCHÜLE die DIETERICIsche Kurve nach dem kritischen Punkt hin wohl mit Recht etwas korrigiert, aber die Korrektion scheint etwas zu stark zu sein, so daß richtiger scheint:

$$U_{k1} \sim 635.$$

Für den gesättigten Dampf steigt dann die Energie bis zum Maximalwert M, der bei etwa 250° C auftritt:

$$U_{max} = 792.$$

Dann nimmt die Energie wieder ab und erreicht bei 0° abs. den Wert U_0, die Nullpunktsenergie des Gases, die mit der Sublimationswärme, oder was hier dasselbe ist, mit der Verdampfungswärme identisch ist.

Schließlich haben wir noch den Verlauf der Energie von Eis VI auf der Schmelzkurve eingezeichnet. Es wurde die Energieänderung des Wassers bei isothermer Kompression bis zum Schmelzdruck nach den Daten BRIDGMAN's (loc. cit.) ermittelt, was CD ergibt. EF wurde dann mit Hilfe der Energieänderung Eis VI — flüssiges Wasser bestimmt. Nach 10) folgt:

$$U_{k3} \sim 40 \sim {}^1/_2\,\varrho.$$

Bis zu diesem Punkt hin mußten die Linien EF und CD extrapoliert werden. Für normale Substanzen fällt C mit B, E mit A zusammen.

An der Figur fällt sofort auf, daß die Energieverhältnisse sehr einfach und ganzzahlig sind. Es verhält sich:

$$U_{k3} : U_A : U_B : U_{k1} : U_{max} = {}^1/_2 : 1 : 2 : 8 : 10.$$

Nach obigen Hinweisen ist jedoch U_A und U_{k1} noch nicht ganz sicher. Hingegen scheint streng:

$$U_{k1} = U_0.$$

Ähnlich einfache Verhältnisse sind für andere Substanzen zu erwarten. Leider fehlen bisher genügend Daten; für Äther scheint:

$$U_{k1} = 2U_0.$$

§ 8. Auffassung des NERNST'schen Theorems als Teil eines allgemeineren. Ähnlich wie die p, v, T-Fläche zeigt das UT-Diagramm am II. und III. kritischen Punkt Spitzen, während am I. kritischen Punkt ein abgerundetes Maximum auftritt. Mit anderen Worten heißt das: es verschwinden in den kritischen Punkten reziproke Differentialquotienten, die wir in Tabelle III zusammenstellen.

Im II. kritischen Punkt, also für $T=0$, $p=0$, verschwinden für kondensierte Systeme die Differentialquotienten von v und U nach der Temperatur; da dies Verschwinden vom Druck unabhängig ist, gilt das für jeden Druck, wie es das NERNSTsche Theorem besagt. Im III. kritischen Punkt verschwinden sowohl die Differentialquotienten nach T als nach p und zwar unabhängig von der Temperatur.

Tabelle III.

	I. kritischer Punkt	II. kritischer Punkt	III. kritischer Punkt
$p=$ konst	$\frac{\partial T}{\partial v}=0,\ \frac{\partial^2 T}{\partial v^2}=0$	$\frac{\partial v}{\partial T}=0$	$\frac{\partial v}{\partial T}=\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}$ usw. $=0$
$T=$ konst	$\frac{\partial p}{\partial v}=0,\ \frac{\partial^2 p}{\partial v^2}=0$	$\frac{\partial v}{\partial p}<0$	$\frac{\partial v}{\partial p}=0$
$v=$ konst	$\frac{\partial p}{\partial T}=f_k\frac{p_k}{T_k},\ \frac{\partial^2 p}{\partial T^2}=0$	$\frac{\partial p}{\partial T}=0$	$\frac{\partial T}{\partial p}=0$
Auf d. Grenzkurve nach Fig. 2 . .	$\frac{\partial U}{\partial T}=c=\pm\infty$	$\frac{\partial U}{\partial T}=c=0$	$\frac{\partial U}{\partial T}=c=0$

Das NERNSTsche Theorem kann also als Teil des allgemeinen und für den I. kritischen Punkt schon bekannten Satzes aufgefaßt werden: Die Differentialquotienten der Zustandsgrößen in den kritischen Punkten sind Extremwerte; und der Zusätze: Die Punkte $p=0$, $T=0$ und $p=\infty$, $T=T_k$ sind kritische Punkte; und: Gewisse Extremwerte gelten für $T=0$ unabhängig vom Druck, für $p=\infty$ unabhängig von der Temperatur.

§ 9. Zusammenfassung. 1. Für zwei- und dreiatomige Gase (vielleicht auch für die einatomigen) ist $c_{vk}=2c_{v0}$.

2. Das Vorkommen der Gaskonstanten in der VAN DER WAALSschen Gleichung ist ein prinzipieller Fehler, an ihrer Stelle muß der Integralwert von $c_p - c_v$ stehen.

3. Das NERNSTsche Theorem wird dahin erweitert, daß für kondensierte Systeme für $T=0$, $p=0$ die Energie unabhängig vom Aggregatzustand oder der Modifikation wird. Das führt uns

zur Annahme zweier weiterer kritischer Punkte: 1. fest-flüssig = unterkühlt $p = 0$, $T = 0$, und 2. fest-flüssig $p = \infty$, $T = T_k$ (extrapoliert).

4. Es scheint, daß beim Wasser die Energieinhalte der ausgezeichneten Punkte in einfachem, ganzzahligem Verhältnis stehen. Jedenfalls ist $U_{k1} = U_0$.

5. Schließlich wird das NERNSTsche Theorem als Teil eines allgemeineren aufgefaßt, nämlich daß in den kritischen Punkten die Differentialquotienten der Zustandsgrößen Extremwerte erreichen.

Funkenfrequenz und Telephonempfindlichkeit in der Radiotelegraphie;

von M. Vos.

(Eingegangen am 7. Mai 1914.)

Austin hat im Journ. of the Wash. Ac. of Sc. 19. Juli 1911 an der Hand von Versuchen gezeigt, daß in der Radiotelegraphie die erhoffte Steigerung der Reichweite durch Einführung der Hochfunkenfrequenz bei Verwendung von integrierenden Detektoren keineswegs eingetreten ist. Nach den Untersuchungen von Rayleigh[1]), Wien[2]) und Austin[3]) über die Empfindlichkeit des Telephons bei sinusförmiger Erregung der Membran sollte man nämlich erwarten, daß durch Anwendung einer hohen Impulsfolge die Empfindlichkeit des Telephons sehr bedeutend gesteigert werden könnte. Die erwähnten Versuche haben dagegen dargetan, daß die Telephonempfindlichkeit für Stationen mit 120 oder 1000 Funken pro Sekunde annähernd die gleiche ist. Die Empfindlichkeit soll etwa ebenso groß sein wie bei der empfindlichsten Frequenz bei sinusförmiger Erregung.

Austin sucht den Mißerfolg durch die Annahme zu erklären daß die Funken bei langsamer Funkenfolge immer vielfach sind (Partialentladungen) und so mehr oder weniger regelmäßig höhere Töne erzeugen, die sich in gesteigerter Telephonempfindlichkeit bemerkbar machen, oder daß die kurzen scharfen Rucke, denen die Membran unterworfen ist, im Falle der Funkenentladung wirkungsvoller sind, um die Membran zu bewegen, als die Sinusschwingungen. Gegen die erste Annahme läßt sich aber einwenden, daß es bei Resonanzinduktorien, die bei langsamer Funkenfolge fast stets verwendet werden, nicht gut denkbar ist, daß bei richtiger Einstellung der Funkenstrecke Partialentladungen vorhanden sein sollen, da die Spannung an der Primärkapazität sich erst allmählich bis zur Entladespannung hinaufschaukelt. Auch bei anderen Induktorien entstehen nur Partialentladungen

---

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 38, 294, 1894.
[2]) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) 4, 450, 1901.
[3]) L. W. Austin, Bull. Bur. Stand. 5, 153, 1908.

bei zu großer Energiezufuhr, was sich leicht experimentell feststellen läßt. Die zweite Annahme dagegen, daß die kurzen scharfen Rucke die Membran wirksamer bewegen könnten, ist nicht ohne weiteres von der Hand zu weisen. Die Impulse dauern, wie AUSTIN selbst angibt, im Falle von 1000 Funken pro Sekunde und einer Wellenlänge von 1000 m mit 20 Wellen im Wellenzug ungefähr ein Siebenzehntel der Zeit zwischen zwei Impulsen. Bei den gesetzlichen Wellenlängen von 300 und 600 m ist diese Dauer noch entsprechend kleiner, und es ist klar, daß man es hier nicht mehr mit einer sinusförmigen Erregung der Telephonmembran zu tun hat, sondern vielmehr mit einer periodisch ballistischen Erregung der Telephonmembran.

Bei jedem ankommenden Wellenzug wird durch das Empfangstelephon eine bestimmte, immer die gleiche Elektrizitätsmenge q in ganz kurzer Zeit, d. h. in einer Zeit, die kurz ist im Verhältnis zu der Eigenschwingungsdauer der Membran, hindurchgeführt. Dieser kurze Stromstoß, der das Empfangstelephon immer in derselben Richtung durchfließt, hat zur Folge, daß die Membran einen ganz kurzen Impuls bekommt, der ihr die Geschwindigkeit v_0 erteilt. Sobald der Impuls vorüber ist, wirken auf die Membran keine äußeren Kräfte mehr, und sie führt eine Eigenschwingung aus bis zu dem Zeitpunkt, wo der folgende Stromstoß stattfindet. Diese ballistische Erregung durch eine Reihe aufeinander folgender, gleichgerichteter Stromstöße bringt natürlich ganz andere Resultate hervor als die Erregung durch einen periodischen Wechselstrom.

Um die wirkliche Bewegung der Telephonmembran unter der Einwirkung einer ununterbrochenen Reihe solcher Impulse, die mit dem Zeitintervall τ aufeinander folgen, zu beschreiben, wird es offenbar genügen, wenn wir die Bewegung ihres Mittelpunktes kennen. Bezeichnen wir die Entfernung des Membranmittelpunktes zu einer gegebenen Zeit aus seiner Ruhelage mit x, wobei diese Größe in einer Richtung gemessen ist, die senkrecht liegt zu der Ebene der ruhenden Membran, und machen wir die einfachste Annahme, daß die Eigenschwingung der Membran eine gedämpfte Sinusschwingung ist, so können wir ganz allgemein schreiben:

$$x = C_1 e^{-\delta t} \cos \omega t + C_2 e^{-\delta t} \sin \omega t. \qquad 1)$$

Darin bedeuten C_1 und C_2 Konstanten, die durch die Grenzbedingungen bestimmt sind. δ ist der Dämpfungsfaktor und ω ist die Eigenfrequenz der Membran in 2π Sekunden.

Die Bewegung der Membran in der Zeit zwischen zwei Impulsen ist dann von dieser Form.

Die Grenzbedingungen lassen sich durch folgende Überlegung finden. Wenn der Bewegungszustand der Membran periodisch und stationär geworden ist in der Weise, daß die Bewegung in der Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Impulsen in bezug auf Größe und Richtung immer genau dieselbe ist, so muß die Elongation der Membran zur Zeit eines beliebigen Impulses und zur Zeit des darauf folgenden Impulses gleich groß sein, da sonst keine Kontinuität in der Bewegung vorhanden wäre. (Es müßten unendliche Geschwindigkeiten vorkommen, was unmöglich ist.) Setzen wir nun die Zeit so fest, daß im Augenblick des ersten, aber sonst beliebigen Impulses die Zeit gleich Null ist, so wird der darauf folgende Impuls zur Zeit τ stattfinden, und wir haben dann die Grenzbedingung, daß in Formel 1) die Elongationen x zur Zeit $t = 0$ und $t = \tau$ gleich groß sind.

Wie schon früher auseinandergesetzt wurde, bekommt die Telephonmembran bei jedem Stromstoß die Geschwindigkeit v_0 erteilt. Ist die Membran zur Zeit des Impulses schon in Bewegung, so wird die Geschwindigkeit, die sie da besitzt, durch den Stromstoß um die Größe v_0 vermehrt. Es muß die Geschwindigkeit unmittelbar nach einem Impuls daher um v_0 größer sein als unmittelbar vor demselben. Das ist die zweite Grenzbedingung; sie läßt sich mathematisch so ausdrücken, daß während der ersten Periode zur Zeit $t = 0$, $\frac{dx}{dt}$ um v_0 größer ist als zur Zeit $t = \tau$.

Mit Hilfe dieser beiden Grenzbedingungen sind wir imstande, die Konstanten C_1 und C_2 zu berechnen. Führt man die Rechnungen aus, so findet man:

$$C_1 = \frac{v_0 e^{-\delta\tau} \sin \omega\tau}{\omega(1 - 2e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau + e^{-2\delta\tau})} \qquad 2)$$

und

$$C_2 = \frac{v_0(1 - e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau)}{\omega(1 - 2e^{-\delta\tau} \cos \omega\tau + e^{-2\delta\tau})}. \qquad 3)$$

Setzen wir die so gefundenen Werte von C_1 und C_2 in Formel 1) ein, so finden wir die wirkliche periodische und stationäre Bewegung der Telephonmembran in der Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Impulsen, wie sie durch eine ununter-



brochene Reihe solcher Impulse erregt wird, die mit dem Zeitintervall τ aufeinander folgen.

Formel 1) läßt sich bekanntlich auch in der Form schreiben:

$$x = A e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi), \tag{1a}$$

worin A die Anfangsamplitude der Schwingung und φ die Phase derselben bedeutet.

Aus C_1 und C_2 berechnet sich die Anfangsamplitude zu:

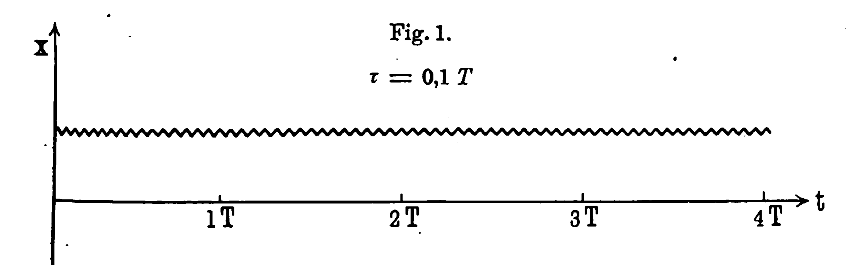
$$A = \sqrt{C_1^2 + C_2^2} = \frac{v_0}{\omega\sqrt{1 - 2e^{-\delta\tau}\cos\omega\tau + e^{-2\delta\tau}}}. \tag{4}$$

Die Tangente des Phasenwinkels ergibt sich zu:

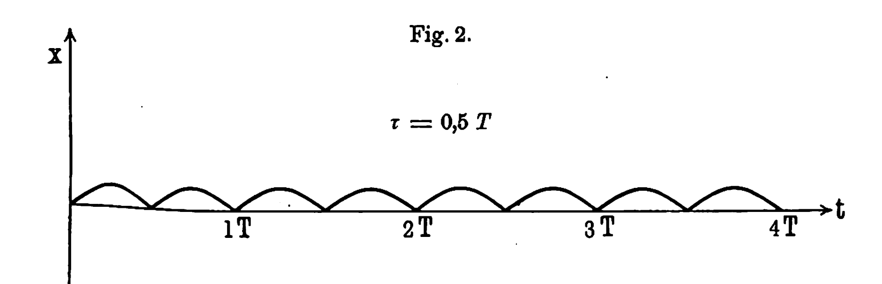
$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{C_1}{C_2} = \frac{e^{-\delta\tau}\sin\omega\tau}{1 - e^{-\delta\tau}\cos\omega\tau}. \tag{5}$$

In den Figuren 1 bis 6 ist der Schwingungsvorgang bei periodisch ballistischer Erregung der Telephonmembran für diejenigen Fälle dargestellt, wo τ gleich 0,1, 0,5, 1, 1,5, 2 und sehr viel größer als T ist. $e^{-\delta T}$ ist gleich 0,5 gesetzt. Die Kurven sind wohl ohne weiteres verständlich; es sei hier nur hervorgehoben, daß an allen Stellen, wo ein Impuls stattfindet, ein Knick vorhanden ist, der einer plötzlichen Geschwindigkeitszunahme um v_0 entspricht. Die Kurven sind ohne weiteres miteinander vergleichbar, da sie, mit Ausnahme von Fig. 6, sämtlich denselben Maßstab besitzen.

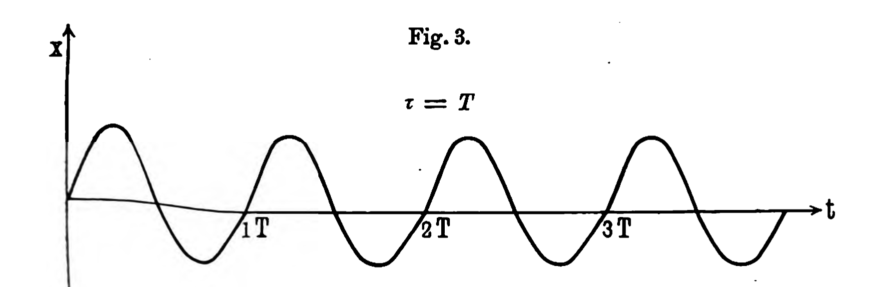
Untersuchen wir nun die Abhängigkeit der Anfangsamplitude von der periodischen Zeit τ der Impulse, so zeigt sich, daß diese Funktion eine unendliche Reihe von Maxima und Minima aufweist. Die Anfangsamplitude wird sehr nahe immer ein Maximum, wenn $\cos\omega\tau$ in Gleichung 4) gleich 1 ist, oder, was dasselbe ist, wenn $\omega\tau = 2\pi n$ ist, worin n eine ganze Zahl ist. Physikalisch ausgedrückt, die Anfangsamplitude der Membranschwingungen wird ein Maximum, wenn die periodische Zeit τ der Impulse gleich oder ein ganzes Vielfaches der Eigenschwingungsdauer der Membran ist; Voraussetzung ist allerdings, daß die Membran nicht extrem stark gedämpft ist. Die Anfangsamplitude wird dagegen immer ein Minimum, wenn $\cos\omega\tau = -1$ ist, oder $\omega\tau = \pi n$, worin n jetzt den Wert aller ungeraden ganzen Zahlen annehmen kann, also gleich 1, 3, 5, ... usw. wird. Die Anfangsamplitude wird daher ein Minimum, wenn die periodische Zeit τ



Die Schwingungselongationen einer ballistisch angeregten Telephonmembran. Zeit τ zwischen zwei Impulsen gleich 0,1 der Eigenschwingungsdauer T der Telephonmembran.

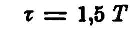
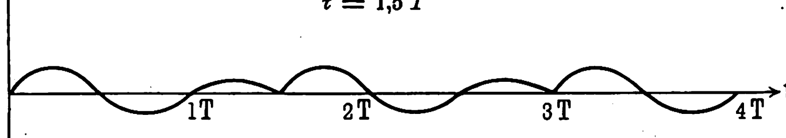


Die Schwingungselongationen einer ballistisch angeregten Telephonmembran. $\tau = 0{,}5\ T$.



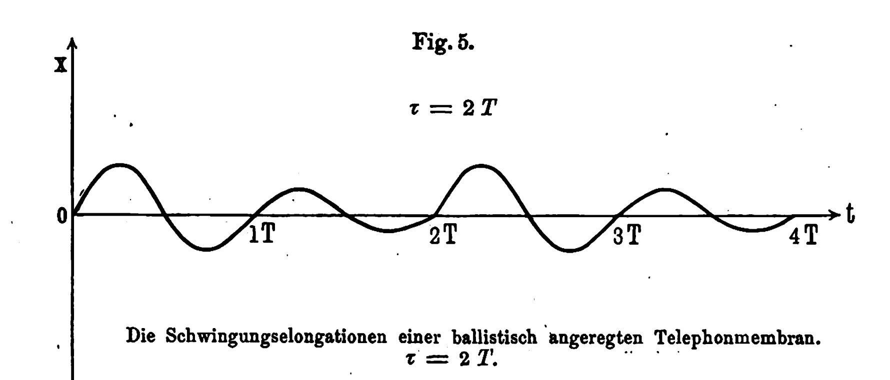
Die Schwingungselongationen einer ballistisch angeregten Telephonmembran. $\tau = T$.


Fig. 4.

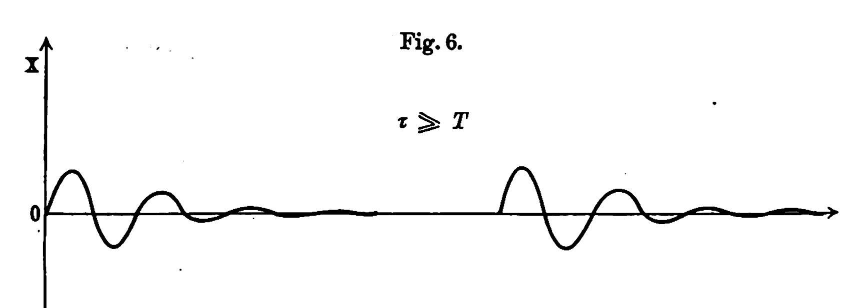
Die Schwingungselongationen einer ballistisch angeregten Telephonmembran. $\tau = 1{,}5\ T$.

Fig. 5.



Die Schwingungselongationen einer ballistisch angeregten Telephonmembran. $\tau = 2\ T$.

Fig. 6.

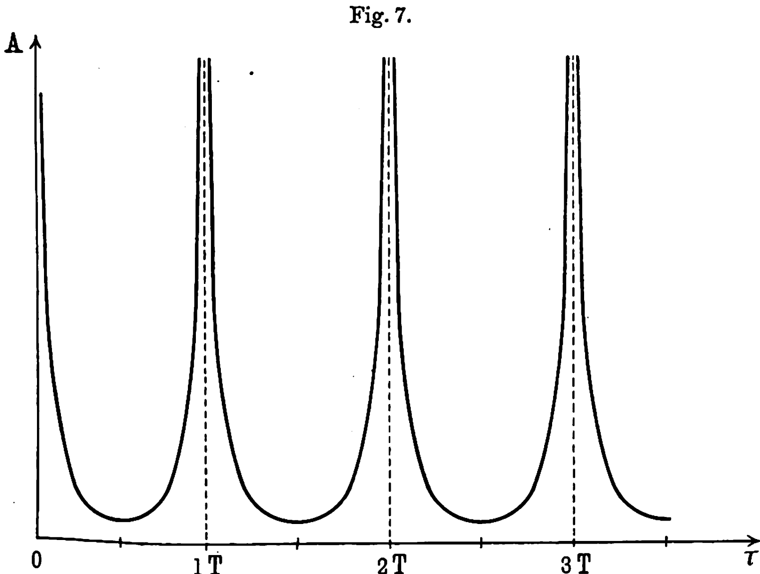


Die Schwingungselongationen einer ballistisch angeregten Telephonmembran. $\tau \geqslant T$.

der Impulse ein ungerades Vielfaches der halben Eigenschwingungsdauer der Membran ist.

Aus Fig. 7 ist die Abhängigkeit der Anfangsamplitude von τ für den Fall zu entnehmen, daß die Dämpfung der Membran Null ist. In diesem Falle werden sämtliche Maxima unendlich;

Fig. 7.



Anfangsamplitude einer im Zeitintervall τ ballistisch angeregten Telephonmembran von der Eigenschwingungsdauer T. Dämpfung der Membran gleich Null.

das liegt daran, daß in Formel 4) die Wurzel unter dem Bruchstrich gleich Null wird. Das ist physikalisch auch leicht verständlich: die Membran nimmt andauernd Energie auf, ohne welche abzugeben.

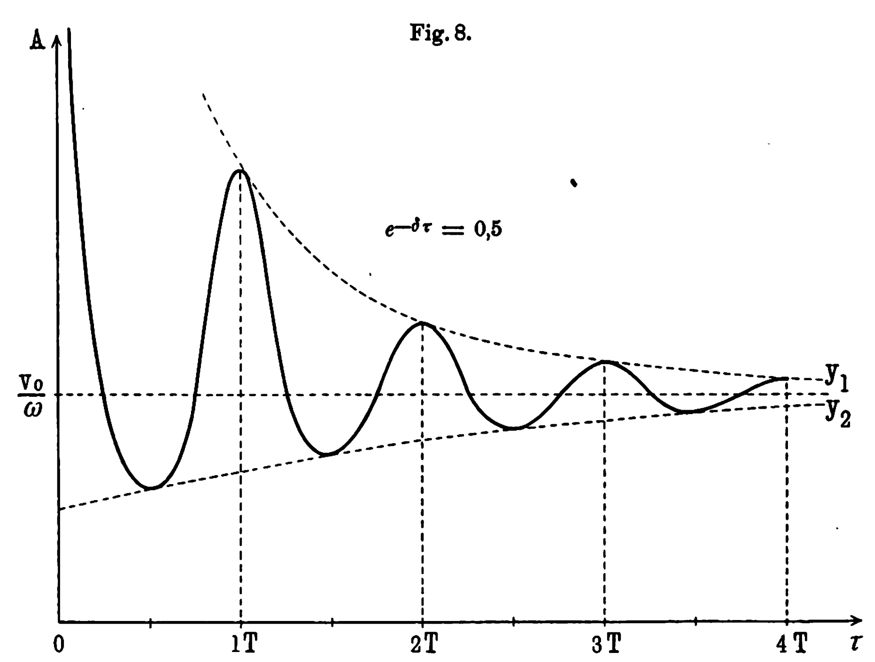
Die Minima werden im Falle ungedämpfter Membran alle gleich:

$$A_{min} = \frac{v_0}{2\,\omega}, \qquad 6)$$

das ist der kleinste Wert, den sie bei dieser Art der Erregung überhaupt annehmen können. Der Verlauf der Anfangsamplitude in Funktion der periodischen Zeit τ der Impulse im Falle einer gedämpften Telephonmembran ist aus Fig. 8 zu entnehmen. Die Kurve ist für eine Dämpfung berechnet, bei welcher $e^{-\delta T} = 0{,}5$

ist. Die Maxima sind nicht mehr unendlich, und die Minima haben zugenommen. Die einzelnen Maxima nehmen mit zuneh-

Fig. 8.



Anfangsamplitude einer im Zeitintervall τ ballistisch angeregten Telephonmembran von der Eigenschwingungsdauer T. Dekrement δ der Membranschwingungen gleich — log. nat. $1/2$, also $e^{-\delta\tau} = 0{,}5$.

mendem τ beständig ab und werden flacher. Sie liegen sämtlich auf einer Kurve, die durch die Gleichung

$$y_1 = \frac{v_0}{\omega(1 - e^{-\delta\tau})} \tag{7}$$

bestimmt ist.

Die Minima dagegen nehmen mit τ beständig zu und werden ebenfalls flacher. Sie liegen auf einer Kurve, die durch die Gleichung

$$y_2 = \frac{v_0}{\omega(1 + e^{-\delta\tau})} \tag{8}$$

bestimmt ist. Diese beiden Kurven y_1 und y_2 nähern sich beständig einem Grenzwerte:

$$y_{\tau=\infty} = \frac{v_0}{\omega}.$$

Bei diesen Betrachtungen darf aber nicht vergessen werden, daß diese Kurven nur die theoretische Anfangsamplitude für eine Schwingung von der Form

$$x = C_1 e^{-\delta t} \cos \omega t + C_2 e^{-\delta t} \sin \omega t$$

darstellen, und daß sie keineswegs deshalb die wirkliche Größe der maximalen Membranelongationen angeben. Die Anfangsamplitude kann aber als ein Maß für die Größe dieser Elongationen angesehen werden, wenigstens so lange, als die periodische Zeit τ nicht kleiner ist als $\frac{T}{2}$.

Die bei dieser periodisch ballistischen Erregung des Telephons auftretenden stationären Membranbewegungen sind keineswegs sinusförmig, und die Folge davon ist, daß eine ganze Reihe von harmonischen Obertönen vorhanden sein muß. Das ist aber für vorliegende Untersuchung von großer Wichtigkeit; denn die Empfindlichkeit eines periodisch ballistisch erregten Telephons zusammen mit dem menschlichen Ohr hängt nicht allein von der Größe der Membranschwingungen ab, sondern auch von der Tonhöhe und der relativen Stärke der einzelnen Obertöne.

Es läßt sich bekanntlich eine jede periodische Funktion, so kompliziert auch ihr Verlauf ist, innerhalb einer Periode durch eine Fouriersche Reihe von der Form

$$y = a_0 + a_1 \cos \frac{2\pi}{\tau} t + a_2 \cos \frac{4\pi}{\tau} t + \cdots + a_n \cos \frac{2\pi n}{\tau} t + \cdots$$
$$+ b_1 \sin \frac{2\pi}{\tau} t + b_2 \sin \frac{4\pi}{\tau} t + \cdots + b_n \sin \frac{2\pi n}{\tau} t + \cdots$$

darstellen, worin y die periodische Funktion ist und a_0, a_1, $a_2, \ldots$, a_n, b_1, $b_2, \ldots$, b_n Konstanten sind. τ, die Zeit zwischen zwei Impulsen, ist die Grundperiode und t die variable Zeit. a_0 ist eine Konstante, während die anderen Glieder alle selbst wieder periodische Funktionen sind, und zwar von rein sinusförmigem Charakter.

Ist der Verlauf der periodischen Funktion innerhalb einer Periode bekannt, so kann man mit Hilfe einiger mathematischer Hilfssätze die einzelnen Größen a_0, a_1, $a_2, \ldots$; b_1, $b_2, \ldots$ usw., die nichts anderes als die Amplituden der sinusförmigen Ober-



schwingungen sind, leicht berechnen. Die resultierende Amplitude einer bestimmten Oberschwingung n ergibt sich dann zu:

$$i_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}.$$

Führt man die Rechnungen aus, so ergibt sich für i_n ein so komplizierter Ausdruck, daß es ganz unmöglich ist, denselben ganz allgemein zu diskutieren; wir werden uns daher im folgenden darauf beschränken, einzelne spezielle und wichtige Fälle zu diskutieren.

Betrachten wir zunächst diese Fälle, für welche τ ein ganzes Vielfaches von $\frac{T}{2}$ ist, d. h. also für welche die Anfangsamplitude der Membranschwingungen entweder ein Maximum oder ein Minimum ist, so findet man für die Amplitude des sinusförmigen Obertones der Ordnung n den Ausdruck:

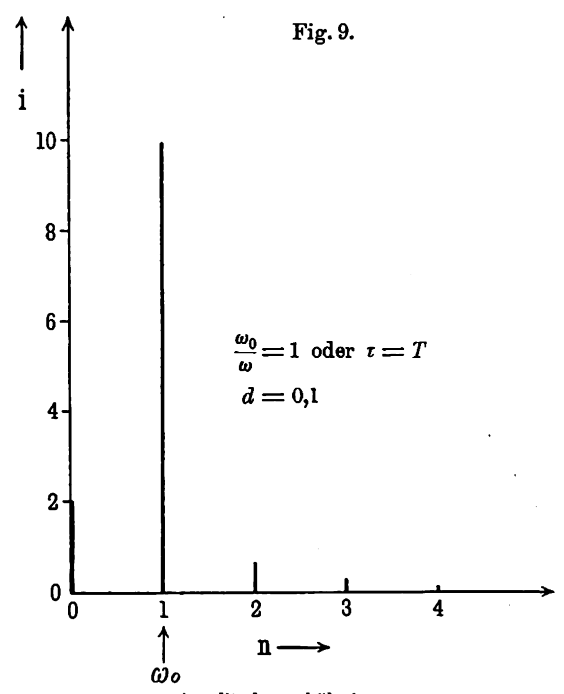
$$i_n = \frac{v_0}{\omega^2 \tau} \cdot \sqrt{\left[\frac{1 - \frac{\omega_0}{\omega} n}{d^2 + \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2} + \frac{1 + \frac{\omega_0}{\omega} n}{d^2 + \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2}\right]^2 + d^2 \left[\frac{1}{d^2 + \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2} - \frac{1}{d^2 + \left(1 + \frac{\omega_0}{\omega} n\right)^2}\right]^2} \qquad 9)$$

Darin bedeuten ω die Eigenfrequenz der Membran in 2π Sekunden, ω_0 die Impulszahl in 2π Sekunden, $d = \frac{\delta}{\omega}$ das zyklische Dekrement der Membran und n die Ordnung des Obertones.

In Fig. 9 ist die Verteilung der Amplituden über die einzelnen Obertöne für den Fall dargestellt, daß die Impulsfrequenz gleich der Eigenfrequenz der Membran ist. Die Amplituden sind für ein zyklisches Dekrement von 0,1 ausgerechnet. Wie aus der Figur zu entnehmen, ist der Oberton, der der Eigenfrequenz der Membran entspricht, am stärksten ausgeprägt. Sämtliche anderen Obertöne sind im Komplex nur schwach vertreten. Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse in allen anderen Fällen, wo die Eigenfrequenz der Membran ein ganzes Vielfaches der Impulsfrequenz ist. Der Oberton, der mit dem Eigenton der Membran übereinstimmt, ist immer der vorherrschende im Klang. Man hätte vielleicht erwarten können, daß der Grundton, der durch die Impulsfrequenz bestimmt ist, die größte Amplitude besitzen würde; das ist aber nicht der Fall.

Fig. 10 ist unter der Annahme gezeichnet, daß die Impulsfrequenz nur zwei Drittel der Eigenfrequenz der Membran ist und daß d, das zyklische Dekrement, wieder gleich 0,1 ist. Wir haben es hier also mit einer Impulsfrequenz zu tun, für welche die Anfangsamplitude der Membranschwingungen ein Minimum ist. Wie die Figur zeigt, sind die Unterschiede in der Amplitudengröße der einzelnen Obertöne bei weitem geringer als im vorhin

Fig. 9.



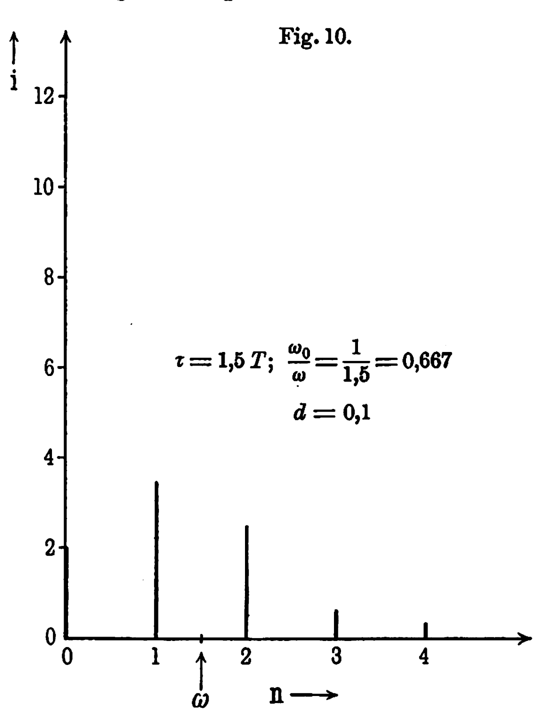
Amplitudenverhältnis der Oberschwingungen einer ballistisch angeregten Telephonmembran.

besprochenen Falle; auch die absolute Größe der Amplituden hat bedeutend abgenommen. Der Eigenton der Membran ist im Tonkomplex überhaupt nicht mehr enthalten. Ebenso verhalten sich alle anderen Fälle, wo τ ein ungerades Vielfaches von $\frac{T}{2}$ ist.

Zum Schluß sei noch der wichtige Fall besprochen, daß die Impulsfrequenz so klein, daß die Eigenschwingungen der Membran schon merklich abgelaufen sind, ehe der nächste Impuls statt-

findet. Führt man die Rechnungen für diesen Fall aus, so findet man einen Ausdruck für die Amplituden der Obertöne, der mit Formel 9) identisch ist. In Fig. 11 ist ein solcher Fall graphisch dargestellt. Die Impulsfrequenz ist hier nur 0,1 der Eigenfrequenz der Membran, so daß die Eigenschwingungen bei einem zyklischen Dekrement von 0,1 bereits bis zur Unmerklichkeit abgenommen haben, wenn der folgende Impuls stattfindet. Wie die Figur zeigt,

Fig. 10.



Amplitudenverhältnis
der Oberschwingungen einer ballistisch erregten Telephonmembran.

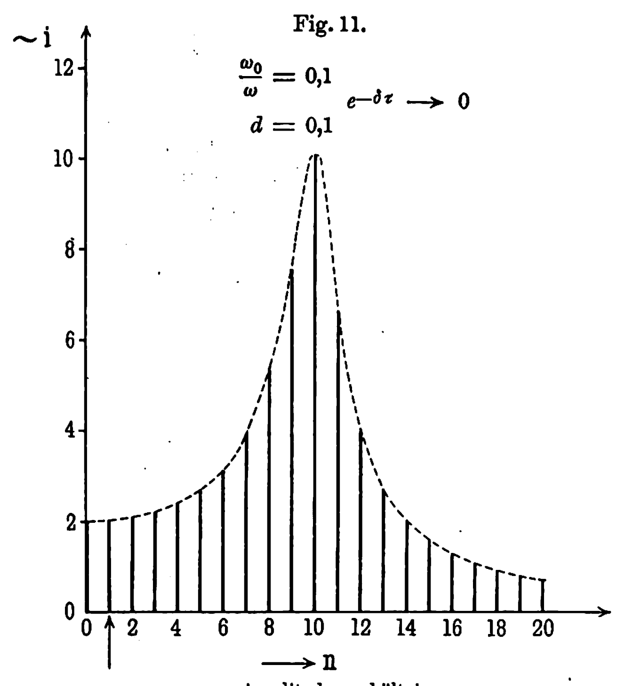
ist auch hier der Eigenton der Telephonmembran am stärksten ausgesprochen, während der Grundton nur schwach vertreten ist.

Was folgt nun aus diesen theoretischen Betrachtungen für die Empfindlichkeit des Telephons bei verschiedenen Impulsfrequenzen?

Vorausgeschickt sei zunächst, daß wir die Empfindlichkeit des Telephons als den reziproken Wert desjenigen Stromes definieren wollen, der es gestattet, bei den verschiedenen Impuls-

frequenzen noch gerade Morsestriche von Punkten zu unterscheiden. Die Empfindlichkeit bei gegebener Impulsfrequenz hängt dann von drei Faktoren ab: zunächst von der Größe der Membranelongationen für eine bestimmte Stromintensität, dann von der relativen Stärke der im Ton enthaltenen Obertöne, und schließlich von der spezifischen Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für diese einzelnen Obertöne. Wie wir gesehen haben, schwanken

Fig. 11.



Amplitudenverhältnis
der Oberschwingungen einer ballistisch erregten Telephonmembran.

die Amplituden der Membranelongationen bei allmählicher Änderung der Impulsfrequenz zwischen einer Reihe von Maxima und Minima hin und her. Es ist somit klar, daß die Empfindlichkeitskurve für die verschiedenen Impulsfrequenzen ganz ähnliche Schwankungen aufweisen wird. Diese Schwankungen in der Empfindlichkeit werden noch dadurch verstärkt, daß an allen diesen Stellen, wo die Amplitude der Membranschwingungen ein Maximum ist, der Eigenton der Telephonmembran der vorherrschende ist und die Eigentöne der in der Praxis verwendeten



Telephone durchweg in dem Bereich der Tonhöhen liegen, für welche das menschliche Ohr am empfindlichsten ist; während an den Stellen, wo die Amplitude der Membranschwingungen ein Minimum ist, der Eigenton der Telephonmembran im Ton überhaupt nicht enthalten ist und die nächstliegenden Obertöne doch schon so weit entfernt sind, daß die spezifische Empfindlichkeit des Ohres für dieselben schon bedeutend geringer ist. Es folgt daraus, daß die Empfindlichkeit der in der Praxis verwendeten Telephone ein Maximum ist, wenn die Eigenfrequenz der Membran ein ganzes Vielfaches von der Impulsfrequenz ist.

Dieses Resultat der Theorie stimmt mit den Versuchsergebnissen des Herrn Wratzke[1]), der im Marburger Physikalischen Institut experimentell die Empfindlichkeit der in der Praxis verwendeten Telephone für diejenige Art der Erregung untersucht hat, wie sie in der Praxis der drahtlosen Telegraphie vorkommt, vollkommen überein. Herr Wratzke hat außerdem gefunden, daß die Empfindlichkeit bei allen Impulsfrequenzen, für welche die Eigenfrequenz der Membran ein ganzes Vielfaches der Impulsfrequenz ist, annähernd gleich groß ist und absolut genommen der Empfindlichkeit entspricht, welche das Telephon zusammen mit dem Ohr für solche sinusförmigen Schwingungen besitzt, welche der Eigenfrequenz der Membran entsprechen. Auch dieses Resultat ist an der Hand der Theorie leicht zu erklären. Wie eine einfache Überlegung zeigt, ist der Ausdruck unter der Wurzel in Formel 9) für denjenigen Oberton, der der Eigenfrequenz der Membran entspricht, immer gleich groß, so daß wir für diesen Fall schreiben können:

$$i_n = C \cdot \frac{v_0}{\omega^2 \tau}, \tag{10}$$

worin C eine Konstante ist.

Bei der Bestimmung der Empfindlichkeit, durch allmähliches Abschwächen des Tones, werden die einzelnen weniger ausgesprochenen und weniger empfindlichen Obertöne zuerst verschwinden, indem ihre Intensität unterhalb der Reizschwelle fällt, so daß schließlich nur der Eigenton der Membran als der stärkste und im allgemeinen empfindlichste übrig bleibt. Bedenken wir nun, daß v_0 direkt proportional q, der bei jedem Impuls durchgeführten Elektrizitätsmenge, ist, und daß diese Elektrizitätsmenge,

[1]) A. Wratzke, Inaug.-Diss. Marburg 1914.

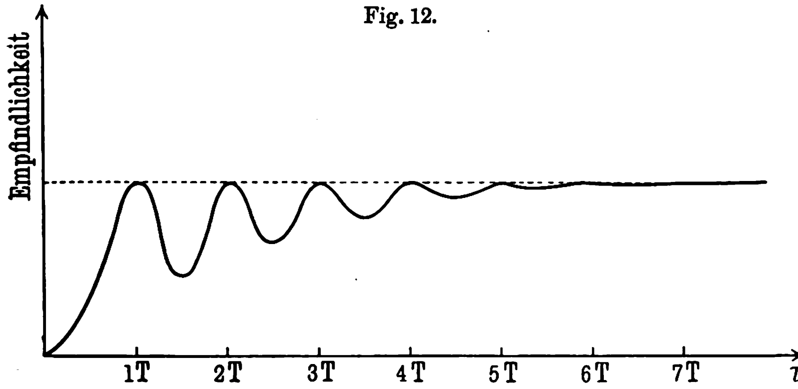
mit der Impulszahl pro Zeiteinheit multipliziert, die Stromstärke ergibt, so können wir Formel 10) auch in der Form schreiben:

$$i_n = C' \frac{J}{\omega^2},$$

worin C' eine neue Konstante ist und J die Stromstärke, die durch das Telephon fließt.

Wie uns die Formel zeigt, gehört im vorliegenden Fall zu einem bestimmten i_n ein bestimmtes J, ganz unabhängig von der Impulsfolge. Es wird daher zur Erzeugung eines Minimalreizes auch eine bestimmte Minimalstromstärke gehören. Es folgt daraus,

Fig. 12.



Abhängigkeit der Telephonempfindlichkeit bei ballistischer Membranerregung von dem Verhältnis der Impulsfolge τ zur Eigenschwingungsdauer T der Telephonmembran.

daß bei allen empfindlichen Impulsfrequenzen die Empfindlichkeit des Telephons gleich groß ist, wie das Herr Wratzke auch gefunden hat.

Das soeben Gesagte gilt auch noch bis zu sehr niedrigen Impulsfrequenzen, wo die Maxima und die Minima in der Amplituden- und in der Empfindlichkeitskurve verschwinden. Die Empfindlichkeit bei langsamer Impulsfolge wird daher ebenso groß sein wie bei den empfindlichen Stellen und schneller Impulsfolge. In Fig. 12 ist schematisch der theoretische Verlauf einer Empfindlichkeitskurve dargestellt. Wie die Figur zeigt, kann unter ungünstigen Umständen die Empfindlichkeit des Telephons bei schneller Impulsfolge unterhalb der Empfindlichkeit sinken, die es für langsame Impulsfolge besitzt.

*

Wir wollen uns nun die für die Praxis der drahtlosen Telegraphie sehr wichtige Frage vorlegen: Was ist in bezug auf Empfangslautstärke bei gleicher Senderleistung günstiger, langsame oder schnelle Funkenfolge? Es ist zunächst ohne weiteres klar, daß, wenn Wert auf möglichst große Lautstärke gelegt wird, nur solche Funkenfrequenzen verwendet werden sollen, für welche die Empfindlichkeit des Telephons ein Maximum ist. Man wird die Funkenfrequenz daher so wählen, daß sie ein ganzer Bruchteil der Eigenfrequenz der Telephonmembran ist. Bei gleicher Stromintensität hätte man dann immer die gleiche Empfangsintensität. Wie hängt nun aber die Stromintensität bei konstanter Sendereistung von der Funkenfrequenz ab? Die meisten der in der Radiotelegraphie verwendeten integrierenden Detektoren reagieren auf Stromeffekt. Die Elektrizitätsmenge q, die bei jedem ankommenden Wellenzug durch das Empfangstelephon fließt, ist somit der Energie der Einzelentladung im Sender direkt proportional. Daraus folgt, daß die Stromintensität im Empfangstelephon mit der Leistung des Senders linear zunimmt und von der Funkenfrequenz unabhängig ist. Fig. 12 gibt daher auch die Lautstärke des Empfanges in Funktion der Funkenfrequenz bei konstanter Senderleistung wieder. Bei langsamer Funkenfolge bekommt man die größte Lautstärke, die bei dieser Art der Erregung überhaupt zu erreichen ist, während bei schneller Funkenfolge diese Lautstärke nur bei richtiger Wahl der Funkenfrequenz erreicht wird. Wird z. B. bei tönenden Funken die Funkenfrequenz nicht richtig gewählt, so kann die Reichweite des Senders bedeutend geringer werden.

Die vorliegende Theorie erklärt es also vollkommen, warum die erhoffte Steigerung der Reichweite durch Einführung der Hochfunkenfrequenz in die Radiotelegraphie nicht eingetreten ist.

Marburg i. H., Physik. Institut d. Universität, Januar 1914.

Über Kanalstrahlen;

von E. Goldstein.

(Eingegangen am 20. Mai 1914.)

Im nachfolgenden wird die Beschreibung weiter vervollständigt, die ich früher[1]) von den Lichterscheinungen der Kanalstrahlen an frei im Raume gelagerten Kathoden gegeben habe.

Die hier zu erwähnenden Erscheinungen waren mir in ihren Grundzügen schon früh aufgefallen. Sie durften und mußten bei der früheren Beschreibung noch unerwähnt bleiben, da sie bei den Dimensionen und Formen der damals angezogenen Anordnungen unwahrnehmbar lichtschwach sind. Relativ lichtschwach waren sie auch in den Fällen, in denen ich sie zuerst bemerkt hatte.

Inzwischen ist es mir gelungen, durch geänderte Anordnungen die früher lichtschwachen Erscheinungen ebenso oder fast ebenso hell wie die sonst als Hauptphänomene auftretenden Kanalstrahlen zu machen.

Die Hauptphänomene waren bei den früher beschriebenen Erscheinungen helle Kanalstrahlenbündel, die um Kathoden von regelmäßigem Umriß sich zu regelmäßigen Figuren anordnen. Sie bilden z. B. bei Quadraten einen vierstrahligen Stern, dessen Strahlen an den Mitten der Seiten, zu den letzteren senkrecht, austreten, bei regulären Fünfecken einen Stern, dessen Strahlen an den Winkeln, in Richtung ihrer Halbierungslinien, austreten. Wie am Quadrat verhalten sich die Strahlen an allen regulären Polygonen von gerader Seitenzahl, wie am Fünfeck an allen regulären Polygonen von ungerader Seitenzahl. Besonders hell werden die Strahlenbündel, wenn man zwei kongruente Kathoden in geringem Abstand und in perspektivischer Deckung („sandwich“-Stellung) einander gegenüberstellt. Die erwähnten Bündelfiguren werden, wie ich zugleich zeigte, durch Strahlen gebildet, die von

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 228, 1902.

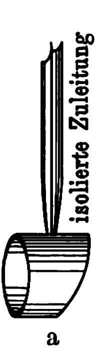


den Polygonseiten her **einwärts** über die Kathodenfläche bzw. durch den Zwischenraum der Doppelflächen hinstreichen und dann gegenüber wieder in den Gasraum austreten.

Es gibt nun aber auch nach **auswärts** gerichtete Kanalstrahlen, von denen eine Gruppe im folgenden behandelt werden soll.

Bei zwei Versuchsanordnungen traten solche Strahlen mir schon früh entgegen. An einer beiderseits gerade abgeschnittenen hohlen Zylinderkathode (z. B. von 4 mm bis 10 mm Weite) tritt an beiden Öffnungen in der Achse des Zylinders ein helles, langes, relativ schmales Bündel Kanalstrahlen hervor. Durch geeignete Versuchsanordnungen kann man sich überzeugen, daß z. B. bei horizontaler Stellung des Zylinders in dem linken Bündel Strahlen enthalten sind, die von der rechten Öffnung herkommen und umgekehrt, daß also an der Bildung beider Bündel einwärts gerichtete Strahlen beteiligt sind. Wenn nun das zylindrische Röhrchen aber **schräg** abgeschnitten wird (an einem oder an beiden Enden) wie in Fig. 1 a oder 1 b, so erhält man an jeder Öffnung **zwei** helle Kanalstrahlenbündel, und zwar eins (α), das auf der Ebene der **Gegenöffnung** senkrecht steht (und einwärts gehenden Strahlen entspricht), und ein zweites (nicht ganz so lichtstarkes) Bündel β, dessen Achse zur **Austrittsöffnung** senkrecht ist und **auswärts gerichteten Kanalstrahlen angehört**. (Fig. 2 a und 2 b.) Beide Bündel sind durch eine lichtschwächere schmale, ebene, rosa Strahlenwand miteinander verbunden[1]). Auf diese Erscheinungsgruppe und ihr Detail, insbesondere auf die beiden lichtschwächeren Strahlenwände *o* und *u*, die sich (Fig. 2 b) nach oben und unten an die schon erwähnte Lichtwand anschließen und auf das lichtschwache Mittelbündel *m* soll in einer anderen Veröffentlichung näher eingegangen werden.

Fig. 1.



[1]) Für die Wahrnehmung der Kanalstrahlen an frei gelagerten Kathoden sind entsprechend meiner früheren Empfehlung die Gase vom kleinsten Atomgewicht, also Wasserstoff und Helium, am günstigsten. In der obigen Darstellung wird als Substrat Wasserstoff vorausgesetzt, in welchem die Kanalstrahlen rosa Farbe zeigen.

Fig. 2 a.

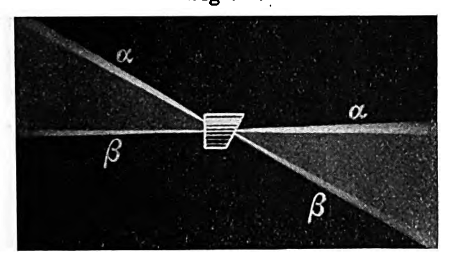


Fig. 2 b.

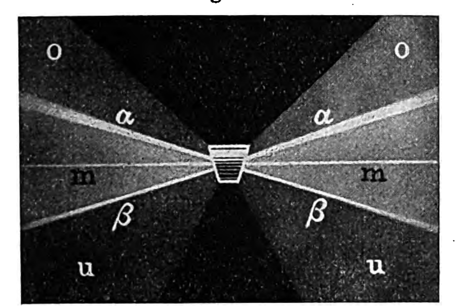
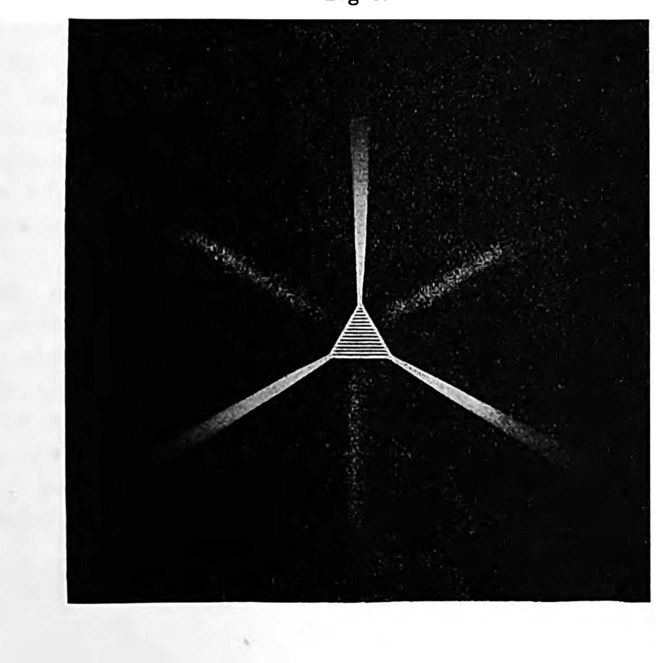
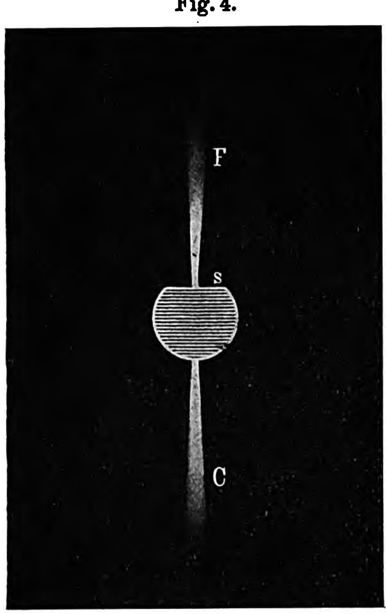


Fig. 3.



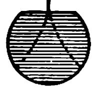
Der zweite Fall, in welchem deutlich, wenn auch zunächst wenig lichtstark, anscheinend nach außen gerichtete Kanalstrahlen erkennbar wurden, trat ein bei sehr kleinflächigen ungeradzahligen Doppelpolygonen, z. B. regulären Fünfecken von wenigen Millimetern Seitenlänge oder kleinen gleichseitigen Dreiecken. Ein derartiges kleines Doppelfünfeck z. B. zeigt in Wasserstoff als helle Kanalstrahlenfigur einen Stern, dessen fünf rosa Strahlenbündel von den Winkelpunkten in Richtung der großen Radien ausgehen. Kurze, schwache, schmale Strahlenbündel gehen aber auch von den Mitten der fünf Seiten aus. Analog ist die Erscheinung auch bei kleineren gleichseitigen Dreiecken: drei helle, lange Winkelbündel, drei matte, kurze Bündel aus den Seitenmitten. Fig. 3 stellt die Erscheinung an einem Doppeldreieck von 8 mm Seite dar. Bei langen Seiten werden die Seitenbündel unerkennbar lichtschwach.

Fig. 4.



Zur Prüfung der Annahme, daß es sich hier um Strahlen handelt, die von ihrem Ursprungsort nach außen gerichtet sind, wurden zahlreiche Versuche angestellt, von denen einige hier erwähnt seien.

Fig. 5.



Eine Doppelkathode aus zwei konaxialen Kreisscheiben von gleichem Radius zeigt, wie zu erwarten, nur eine ringsum gleichmäßige rosa Aureole von Kanalstrahlen. Wurden die beiden Scheiben (von 11 mm Durchmesser) aber jede durch eine Sehne s (Fig. 4) von 6 mm Länge abgestumpft, so erschien gegenüber der Sehne, wie nach älteren Versuchen [1]) zu erwarten, ein rosa Bündel C, das aus von s einwärts bzw. rückwärts gerichteten gewöhnlichen

[1]) E. Goldstein, Phys. ZS. 1, 133, 1901 und Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 231, 1902.

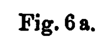


Fig. 6 a. Fig. 6 b.

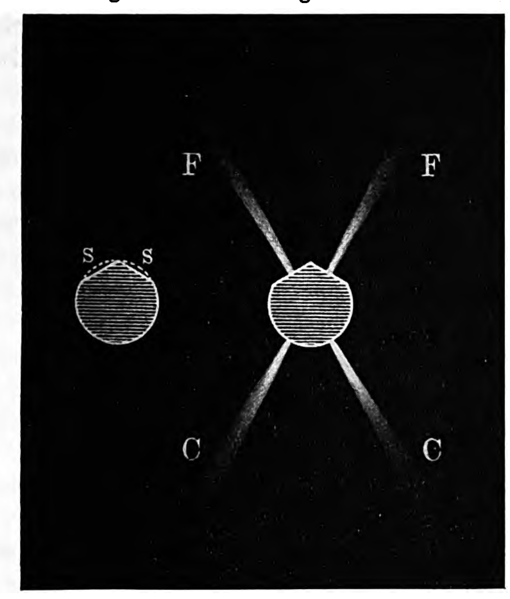
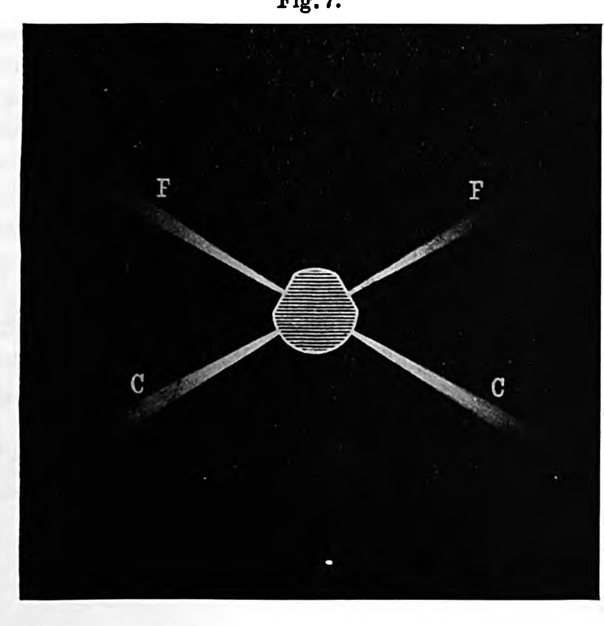


Fig. 7.



Kanalstrahlen bestand. Außerdem aber zeigt sich sehr deutlich, aber etwas weniger hell, ein von der Mitte der Sehne *s* nach vorn gerichtetes schmales Bündel *F* von geringer Divergenz.

Zur Erklärung des Auftretens von *F* könnte man vielleicht annehmen, daß *F* aus rückwärts gerichteten Strahlen des übriggebliebenen Kreisbogens besteht, etwa bei einer Ausbreitung, wie sie in Fig. 5 hypothetisch dargestellt ist. Dann wird man aber bei einer Doppelkathode von der Form Fig. 6a abermals oben das vertikale Strahlenbündel wie bei Fig. 4 erwarten. Statt dessen tritt an einer solchen Kathode die in Fig. 6b dargestellte Erscheinung auf. Hier wird es unzweifelhaft, daß die Richtung der Bündel *F* nicht einfach durch den gegenüberliegenden Kreisbogen, sondern wesentlich durch die Sehnen *SS* bedingt wird, und daß die Bündel *FF* demnach nach vorn gerichtet sind[1]). Sie mögen weiterhin als Frontbündel bezeichnet werden.

CC sind die gewöhnlichen, nach hinten gerichteten Kanalstrahlenbündel, welche nach früheren Darlegungen[2]) durch die aus dem vorderen Gasraum auf die Sehnen *S* zufliegenden Teilchen erzeugt sind.

Sehr deutlich spricht auch die Erscheinung an der Kathode Fig. 7, bei welcher die punktierten Doppelscheiben (8 mm Durchmesser) durch die erste und dritte Seite des eingeschriebenen regulären Sechsecks abgestumpft sind. Vermehrt man die Anzahl der Sehnen, trägt man z. B. (Fig. 8) an einem Kreisplattenpaar sechs anstoßende Seiten des regulären Zwölfecks ab, so treten am intakten Halbkreis *H* gegenüber den sechs Sehnen sechs *C*-Bündel auf. Außerdem aber erscheinen an den sechs Sehnen selbst, von ihren Mitten im rechten Winkel ausgehend, noch sechs *F*-Bündel.

Fig. 8.

Hiernach darf man wohl als sehr wahrscheinlich annehmen, 1. daß die Strahlung auch um ein Polygonpaar von unendlich vielen Seiten, d. h. auch rings um ein Kreisplattenpaar unendlich

---

[1]) Hier wie auch in allen folgenden Figuren ist in der Zeichnung das rosa Nebellicht nicht wiedergegeben, das in sehr geringer Helligkeit die ganze Kathode umgibt. Über die Nebelstrahlen vgl. E. Goldstein, Verhandl. D. Phys. Ges. 4, 239 ff., 1902.

[2]) E. Goldstein, Verhandl. D. Phys. Ges. 4, 228, 1902. Von J. Kuntz sind die nämlichen Betrachtungen und Erklärungen als neu 1908 nochmals publiziert worden. [Phil. Mag. (6) 16, 161, 1908].

viele F-Bündel enthält. Da sie aber zugleich unendlich viele C-Bündel enthält, so folgt, daß an jedem Punkte des Kreisumfanges ein C-Strahl und ein F-Strahl zusammen austreten; 2. ist anzunehmen, daß auch bei geradzahligen regulären Doppelpolygonen, z. B. Quadraten, Sechsecken, welche unmittelbar nur vier, sechs usw. Strahlenbündel, und zwar C-Bündel, erkennen lassen, auch vier, sechs usw. F-Bündel vorhanden sind, deren Achsen aber mit den Achsen der C-Bündel zusammenfallen. Analog hätte man an beiderseits gerade abgeschnittenen Zylinderkathoden für jede Öffnung statt des direkt erkennbaren Einzelbündels (mindestens) zwei sich deckende Bündel Kanalstrahlen anzunehmen.

Fig. 9a. Fig. 9b.

Ein Nachweis dieser Komplexität erscheint denkbar auf optischem Wege, falls C- und F-Bündel merklich verschiedene Geschwindigkeiten darbieten. Es war mir nicht möglich, dies selbst zu untersuchen, da ich über eine Stromquelle von konstanter Hochspannung nicht verfüge. —

Bei den bisher erwähnten Kathodenformen, die aus Kreisscheiben durch Abtragung von Segmenten gebildet sind, treten die Frontbündel stets an den Mitten der Sehnen, und zwar unter rechtem Winkel aus. Ihre Achsen haben also die Richtung von Radien der Kreisscheiben und treffen nach rückwärts verlängert sämtlich das Kreiszentrum.

Es fragt sich daher, ob eine Ursprungsbeziehung der Frontbündel zum Scheibenzentrum besteht, oder ob die Frontbündel unabhängig von der Lage der Geraden s gegen das Kreiszentrum stets nach der Mitte der Geraden getrieben werden.

Ein Plattenpaar erhielt deshalb durch Ausschneiden aus Kreisscheiben die Form des schraffierten Teiles der Fig. 9a. Die

Erscheinung der rosa Strahlen zeigt Fig. 9b; ganz unzweifelhaft treten die Frontbündel nicht mehr aus den Mitten der begrenzenden Geraden aus, aber doch wieder unter rechtem oder sehr nahe rechtem Winkel gegen die letzteren. Das war auch der Fall, wenn der stumpfe Winkel noch vergrößert wurde. Die beiden Frontbündel traten dann noch näher dem Winkelpunkt aus, aber wieder unter rechtem Winkel gegen die Schenkel. Die Erscheinung gestaltet sich also so, als wenn die Frontbündel von dem Kreiszentrum entsprängen und ihre Achsenstrahlen im rechten Winkel dem Rande zueilten.

Bringt man an den Kreisrändern an Stelle von Sehnen kleine kreisbogige Ausschnitte an, wie z. B. in Fig. 10, so entspricht jedem Ausschnitt ebenfalls je ein F- und ein C-Bündel, im ganzen entsteht also bei vier Ausschnitten ein achtstrahliger Stern aus vier F- und vier C-Bündeln. Gewöhnlich wurden Halbkreise von 2 oder 3 mm Durchmesser ausgeschnitten; auch bei 1 mm weiten Ausschnitten sind die Bündelpaare schon sehr deutlich. Im allgemeinen sind die durch bogige Ausschnitte hervorgerufenen Frontbündel heller als die durch Sehnen erzeugten.

Da hiernach Frontbündel auch hervorgerufen werden durch stark gekrümmte Ausschnitte, so erscheint es denkbar, daß vielleicht auch ein scharf im Winkel einspringender Ausschnitt sie erzeugt. Dies findet in der Tat statt. Von dem Ausschnitt in Fig. 11 (60^0 zwischen Schenkeln von 3 mm Länge bei 11 mm Kreisdurchmesser) steigt ein ziemlich helles Bündel F radial auf, das als Frontbündel anzusehen ist. Es ist allerdings nach keiner der beiden Seiten gerichtet, die den Ausschnitt begrenzen, sondern seine Achse verläuft einfach radial.

Auch nach rückwärts wirkt der winklige Ausschnitt und erzeugt ein C-Bündel, dessen Achse ebenfalls in diametraler Verlängerung der Frontbündelachse liegt. Bringt man statt einer einzigen Einzackung mehrere an, so geht von jeder ein radiales Frontbündel aus und von der gegenüber liegenden Randstelle ein radiales C-Bündel. Die Bündelachsen sind sämtlich auch dann radial gerichtet, wenn die Ausschnitte selbst nicht auf das Zentrum zulaufen, wie z. B. in Fig. 12, wo zwar die Halbierungslinie von α radial ist, nicht aber die von β. Trotzdem haben auch für β die beiden Bündel radiale Richtung.

Fig. 11.

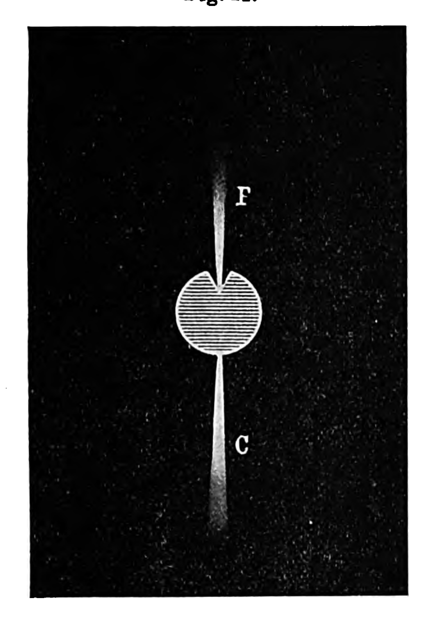


Fig. 10.

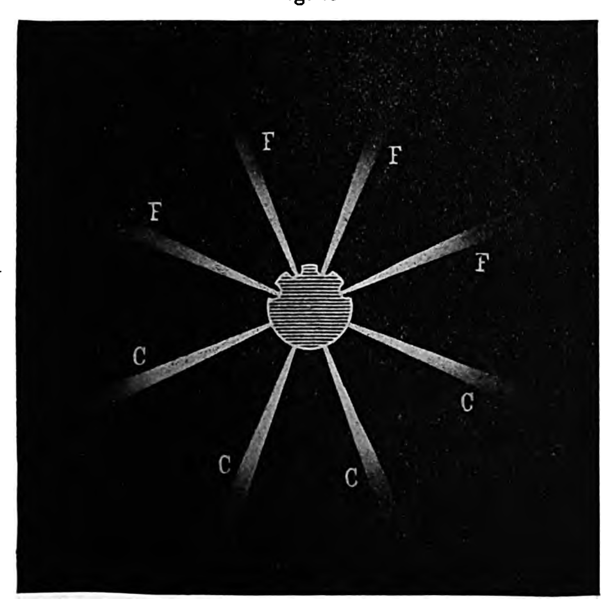


Fig. 13.

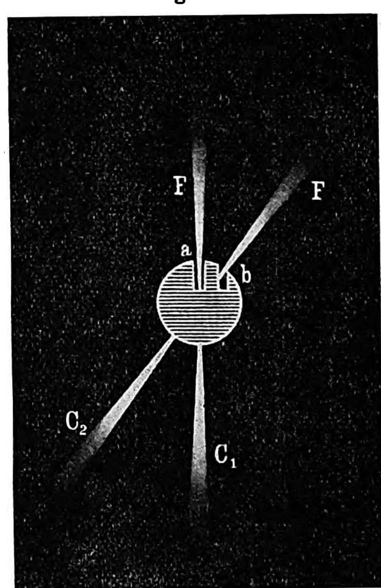
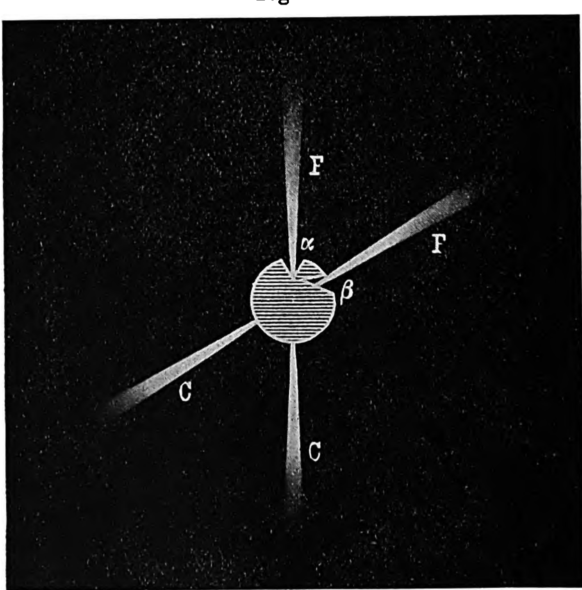


Fig. 12.



Auch parallelwandige Schlitze in Kreisplatten erzeugen F- und C-Bündel. Die F-Bündel sind auch hier radial gerichtet, als wenn sie vom Kreiszentrum ausgingen, und zwar haben sie die Richtung der Radien, die zur Randöffnung des Schlitzes hinlaufen. Von der Richtung des Schlitzes selbst, der nicht radial zu sein braucht, können die Bündel also erheblich abweichen; vgl. Fig. 13, wo zwar der Schlitz a, nicht aber b radialen Verlauf hat. Ganz analog können auch die C-Bündel von der Richtung der erzeugenden Schlitze abweichen: sie verlaufen ohne Rücksicht auf die Richtung der Schlitze selbst diametral zu deren Randöffnung (C_2 in Fig. 13).

Die vier Bündel der vorstehenden Kathode sind auch noch erkennbar, wenn a über das Kreiszentrum hinausreicht, wenn das letztere also nicht mehr auf der Platte, sondern im freien Gasraum liegt.

Im ganzen gestalten die Erscheinungen in den vorstehenden Fällen sich so, als wenn nicht Form und Verlauf des Ausschnittes (Sektor, Spalt), sondern diejenige Sehne maßgebend wäre, welche an der Peripherie die beiden Ränder des Ausschnittes verbindet. Zu diesen gedachten Sehnen scheinen von einer zentralen, nahe punktförmigen Stelle die Frontbündel hinzulaufen, und von diesen fiktiven Sehnen scheinen nach rückwärts die C-Bündel sich auszubreiten. Scheinbar kommt für die Entstehung und die Richtung der Frontbündel hauptsächlich die Beschaffenheit der Kathodenränder in Betracht (Abstumpfungen und Randlücken der Kreisplatten). Danach sollten F- wie C-Bündel fehlen, wenn bei unverletztem Rande der Kreisplatten nur in ihrem Inneren Lücken angebracht sind. Jedoch bringen entgegen dieser Erwartung auch derartige innere Lücken an den Plattenrändern austretende Bündelpaare hervor. Fig. 14 zeigt das Erscheinungsbild an einem mit je zwei Löchern (von $2^1/_2$ mm Durchmesser) versehenen Plattenpaar von 11 mm Durchmesser. Jedes Loch ruft also ein ihm diametral gegenüber liegendes C-Bündel und ein in radialer Richtung zum Loch(-zentrum) verlaufendes F-Bündel hervor. Wird der Abstand der Löcher von der Wand variiert, so zeigt sich, daß die von jedem Loch erzeugten Bündel um so heller sind, je geringer der Randabstand des Loches ist. Wie runde Öffnungen, so geben auch geradlinig begrenzte innere Spalte (Fig. 15) Anlaß zur Entstehung von rosa Bündelpaaren, die, soweit erkennbar,

Fig. 15.

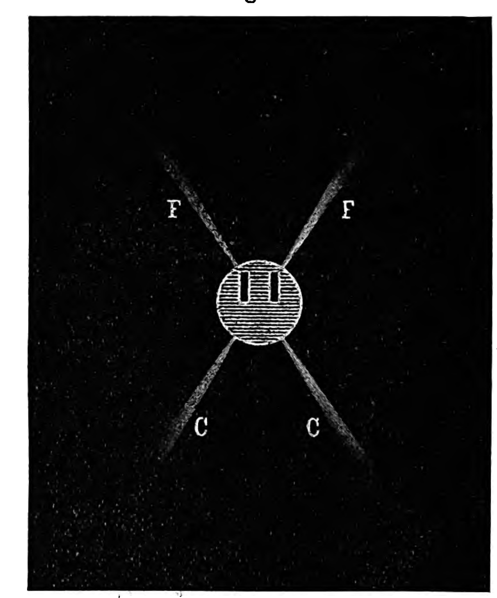
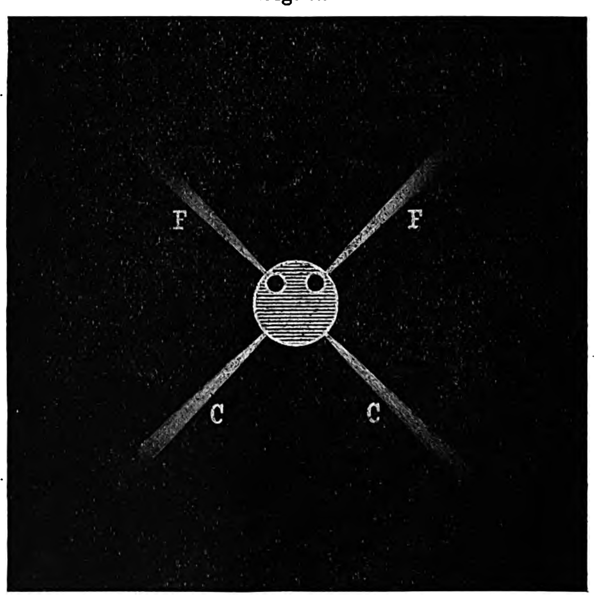


Fig. 14.



ebenfalls radial verlaufen, selbst wenn, wie z. B. in Fig. 15, die Spalte selbst nicht radial gerichtet sind.

Die bei Anordnungen wie Fig. 14 und 15 auftretenden Bündelpaare heben sich von der die Kathode umgebenden allgemeinen rosa Koma weniger hell ab als die früher beschriebenen Erscheinungen, z. B. bei Abtragung von Kreissegmenten und bei runden Einbuchtungen. — Man kann jedoch, wie weiter unten[1]) gezeigt wird, die Erscheinungen, die durch äußere und durch innere Lücken der Kreisplatten veranlaßt werden, unter einem gemeinsamen Gesichtspunkt auffassen.

Wir stellen uns nun die Frage, wie die beschriebenen Erscheinungen zustande kommen?

Was dabei die *C*-Bündel betrifft, so wird für ihre Entstehung, zunächst bei den Kathodenformen Fig. 4 bis 10, wohl die nämliche Erklärung anwendbar sein, die für die früher[2]) beschriebenen Strahlenfiguren an Polygonen benutzt wurde.

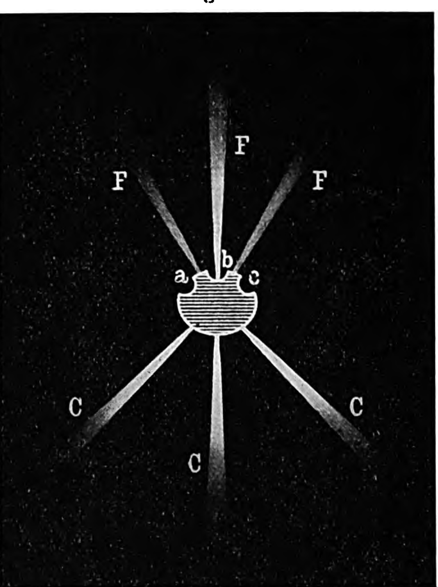
Die Frontbündel lagen in den bisherigen Versuchen im allgemeinen den *C*-Bündeln diametral gegenüber, die Achsen der einen bildeten die Achsenverlängerungen der anderen. Man könnte geneigt sein, hieraus auf einen direkten, kausalen Zusammenhang der beiden Bündelarten zu schließen. Jedoch findet diese gegenseitige Orientierung nicht allgemein statt. Schon bei der Kathodenform Fig. 9b, bei der die Geraden sich innerhalb der Peripherie schneiden, erscheint der Winkel der *C*-Bündel ein wenig größer als die Divergenz der Frontbündel, die einen erscheinen also nicht mehr als Verlängerungen der anderen. Sehr viel deutlicher tritt die Richtungsdifferenz der beiden Bündelarten hervor, wenn nicht kreisförmige, sondern elliptische Platten den Kathodenformen zugrunde gelegt werden. Dann liegen nämlich zwar die *C*-Bündel stets den Ausschnitten diametral gegenüber, die *F*-Bündel aber nähern sich um so mehr der kleinen Achse der Ellipse, je größer die Exzentrizität der Ellipse ist. Bei einem Kathodenpaar, z. B. das aus Ellipsen mit den Achsen 10 mm und $7^3/_4$ mm oder 8 mm abgeleitet ist und analog wie die Kathode, Fig. 16, drei Ausschnitte trägt, erzeugt zwar jeder dieser drei Ausschnitte ein Frontbündel, aber die drei Bündel treten

[1]) S. 560 u. 565.
[2]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 228, 1902.

nicht an den drei Ausschnitten, sondern sämtlich am mittelsten Ausschnitt aus! Man sieht dann unmittelbar, daß die Frontbündel miteinander viel kleinere Winkel bilden, als die *C*-Bündel, und daß die einen keinesfalls die Richtungen der anderen fortsetzen.

In dem Maße aber, wie das Achsenverhältnis der Ellipsen sich der Einheit nähert, divergieren die beiden äußeren Frontbündel mehr und mehr gegen das mittlere bzw. gegen die kleine Achse, treten also immer weiter nach außen aus: bei dem Achsenverhältnis $10:8^1/_2$ und 10:9 treten sie an den Bogen zwischen *a* und *b* bzw. zwischen *b* und *c* aus (Fig. 16 selbst), und erst beim Achsenverhältnis 10:9,5 erfolgt der Austritt an den Ausschnitten *a* und *c* selbst.

Fig. 16.



Die Frontbündel können also nicht einfach als wesensgleiche Fortsetzungen der *C*-Bündel angesehen werden. — Gezeigt hatte sich, zunächst bei den von Kreisplatten abgeleiteten Doppelkathoden, daß die Frontbündel sich verhalten, als wenn sie von einer zentralen Stelle (auf oder zwischen den Platten) nach außen gingen. Analoges findet bei den von Ellipsen abgeleiteten Formen statt, nur scheint dem Kreiszentrum hier der Mittelpunkt der Ellipse zu entsprechen.

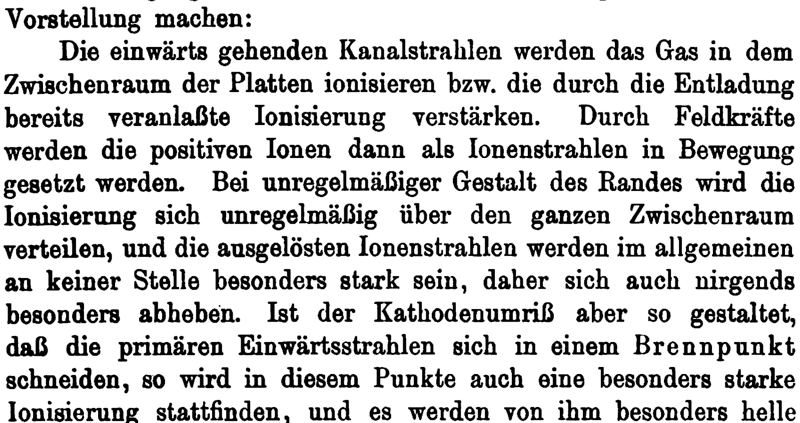
Wodurch kann diese geometrisch ausgezeichnete Stelle auch physikalisch ausgezeichnet sein?

Am Mittelpunkt kreuzen sich die von Kreisbogen (oder von nahe konstant gekrümmtem Ellipsenbogen) nach einwärts gehenden Kanalstrahlen. Es ist denkbar, daß diese einwärts gehenden Strahlen durch eine an der Kreuzungsstelle ausgeübte summatorische Wirkung mittelbar die Entstehung der Frontstrahlen ver-

anlassen. Daher fragte es sich, ob die einwärts gehenden Strahlen in der Tat für das Zustandekommen der Frontbündel erforderlich sind. Der Versuch bejahte die Frage.

Eine Doppelkreiskathode wie Fig. 17 gibt, wie beschrieben, vier an den Ausschnitten hervortretende Frontbündel. Bringt man nun einen aus Metallband gebogenen Schirm vor der unteren Hälfte des Kathodenpaares an, so fallen die Frontbündel sämtlich fort. Es folgt daraus, daß die einwärts gerichteten Strahlen an der Erzeugung der Frontbündel irgendwie beteiligt sind. Zu der Doppelkathode laufen im Außenraum die S_1-Strahlen hin, weiche, leicht deformierbare positive Strahlen. Von den Rändern der Kathode ab sind sie in die steiferen, schwächer geladenen Kanalstrahlen transformiert. Auf diese radial gerichteten Kanalstrahlen ist also die Entstehung der Frontbündel zurückzuführen. Die Frontbündel aber wieder einfach als Fortsetzungen der radialen Einwärtsstrahlen anzusehen, geht nicht an. Das zeigt z. B. die Erscheinung an der Kathode Fig. 6a. Dort würden über das Zentrum verlängerte radiale Einwärtsstrahlen der Unterhälfte an der Oberseite einfach einen Strahlenfächer von 180° erzeugen. Sind nun hier die Frontstrahlen zwar an das Vorhandensein der unteren Einwärtsstrahlen gebunden, aber nicht mit ihnen identisch, so müssen wir annehmen, daß sie aus Strahlen bestehen, die von den Einwärtsstrahlen sekundär erzeugt werden. Von diesem Vorgang kann man sich etwa die folgende Vorstellung machen:

Fig. 17.



Die einwärts gehenden Kanalstrahlen werden das Gas in dem Zwischenraum der Platten ionisieren bzw. die durch die Entladung bereits veranlaßte Ionisierung verstärken. Durch Feldkräfte werden die positiven Ionen dann als Ionenstrahlen in Bewegung gesetzt werden. Bei unregelmäßiger Gestalt des Randes wird die Ionisierung sich unregelmäßig über den ganzen Zwischenraum verteilen, und die ausgelösten Ionenstrahlen werden im allgemeinen an keiner Stelle besonders stark sein, daher sich auch nirgends besonders abheben. Ist der Kathodenumriß aber so gestaltet, daß die primären Einwärtsstrahlen sich in einem Brennpunkt schneiden, so wird in diesem Punkte auch eine besonders starke Ionisierung stattfinden, und es werden von ihm besonders helle



sekundäre Strahlen ausgehen können. Auch diese Strahlen werden, wenn die Kathode aus zwei ganzrandigen vollen Kreisplatten besteht, natürlich um dieselben nur eine gleichmäßig helle Aureole hervorbringen.

Dies ändert sich aber, wenn der Weg vom sekundären Erregungszentrum nach dem Kathodenrande in verschiedenen Richtungen verschieden lang ist. An jeder Kathode, und besonders kräftig zwischen Doppelplatten, befindet sich bekanntlich im Gasraum eine positive Ladung. Diese wirkt abstoßend auf die ihr gleichnamigen sekundären Ionen. Diese werden daher cet. par. nach derjenigen Richtung getrieben, in welcher die abstoßende positive Schicht die geringste Dicke hat, d. h. in der Richtung des kürzesten Weges zum Rande. Trägt man daher Teile der Kreisplatten durch Sehnen ab, so sind die Normalen nach diesen Sehnen solche kürzeste Wege und daher treten die sekundären Kanalstrahlen als Frontbündel an den Mitten der Sehnen aus. (Nach ihrer hier angenommenen Entstehung könnte man die sekundären Strahlen, aus denen die Frontbündel bestehen, auch direkt als Fokusstrahlen bezeichnen.) Analog ist zu verstehen, daß von jedem bogigen oder zackigen Ausschnitt der Kreisplatten ein Frontbündel heraustritt. Findet die Abtragung von der Kreisplatte, wie in Fig. 9a, durch Gerade statt, die sich innerhalb der Kreisperipherie treffen, so begreift man, daß die Bündel auf dem kürzesten Randwege nicht mehr in der Mitte der Geraden, sondern näher dem Schnittpunkt derselben austreten. Bringt man Lücken im Inneren der Kreisplatten an, Löcher oder Spalten, wie bei den Kathoden Fig. 14 oder 15, so wird dadurch in gewissen Richtungen ebenfalls eine Verkürzung des Metallweges vom zentralen Fokus zum Rande erzeugt und es wird verständlich, daß dann die positiven Ionen bzw. die Frontbündel sich in denjenigen Radien ausbreiten, die dem längsten Wege durch diese Lücken, also dem kürzesten Wege über das Metall entsprechen.

Die Entstehung der Frontstrahlen durch sekundäre Ionisierung seitens primärer Kanalstrahlen ist also an sich eine analoge, wie die der „Feldkanalstrahlen“ in den Versuchen von J. Stark[1]) und von Wagner und Kutschewski[2]), nur daß es

---

[1]) J. Stark, Ann. d. Phys. (14) **13**, 389, 1904; Phys. ZS. **11**, 171, 1910.
[2]) E. Wagner u. J. Kutschewski, Ann. d. Phys. (4) **42**, 665, 1913.

in den vorliegenden Versuchen noch auf die Bildung eines Fokus wesentlich ankommt, während andererseits die Hinzunahme eines fremden Feldes (bzw. einer zweiten Elektrizitätsquelle) zur Beschleunigung der sekundären Ionen hier nicht nötig ist.

Die Bedeutung des Brennpunktes für die Erzeugung der Frontbündel zeigt sich auch indirekt, wenn man von Flächen mit starkem Brennpunkt, d. h. relativ ausgedehnter Kreisbogengrenze, durch sukzessive Abtragung des Kreisbogens übergeht zu Flächen mit schwachem oder mangelndem Fokus. Aus Kreisplatten von 11 mm Durchmesser wurden Stücke wie Fig. 18 geschnitten, deren Peripheriewinkel zwischen 45 und 90° variierte. In allen Fällen traten an den Seiten *a* und *b* dann helle Frontbündel aus. An Stelle dieser hellen Bündel traten viel schwächere auf, wenn man den fokusbildenden Kreisbogen, wie in Fig. 19, durch eine Sehne *c* zum Teil abtrug, um so mehr geschwächt, je kürzer die Bogen-

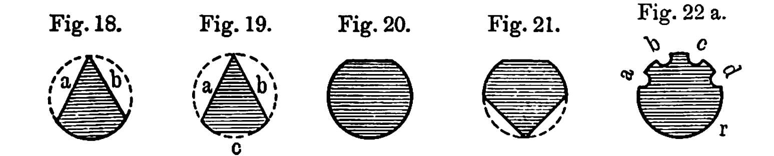
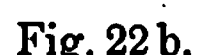


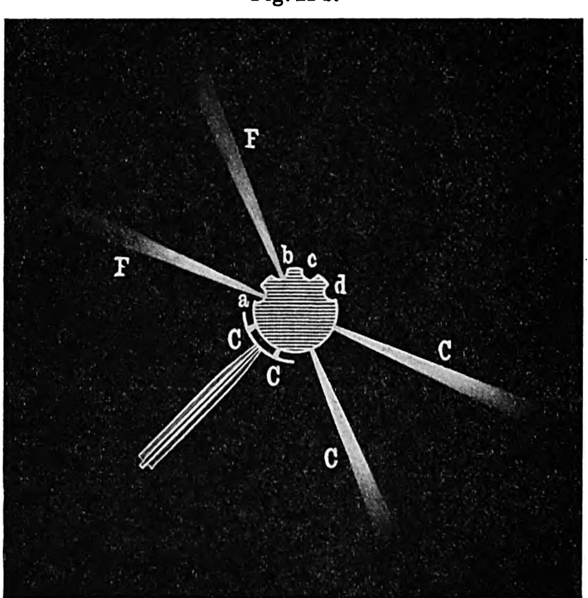
Fig. 18. Fig. 19. Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22 a.

stücke wurden. Die Helligkeit der zu *a* und *b* gehörigen *C*-Bündel dagegen blieb unvermindert stark. Analog wurde das helle Frontbündel der Doppelkathode (Fig. 22) schließlich bis zum Verschwinden geschwächt, wenn man den unteren Halbkreis, wie in Fig. 21, durch Sehnen mehr und mehr verkürzte.

Wenn die für die Entstehung der auswärts gerichteten Bündel hier versuchte Erklärung zutrifft, so liegt die Erwartung nahe, daß ein einziger primärer Fokus genügt, um sekundäre Strahlen nach allen Richtungen des Feldes zu veranlassen, mögen darunter auch einige, z. B. als kürzeste Wege, bevorzugt sein. Bei der Doppelkathode Fig. 22 a z. B. würde man erwarten, daß der von dem rechten unteren Quadranten *r* erzeugte Fokus sekundäre Strahlen erzeugt, die als unter sich gleiche Frontbündel an allen vier Ausschnitten *a*, *b*, *c*, *d* austreten, und daß die vier Bündel nur lichtschwächer sind, als wenn der ganze untere Halbkreis die primäre Erregung liefert.

Die Beobachtung entspricht aber dieser Erwartung nicht. Denn wenn man vor den linken unteren Quadranten einen Schirm legt (Fig. 22b), so treten Frontbündel nur an *a* und *b*, nicht auch an *c* und *d* auf. Der Fokus bewirkt also nicht Strahlen nach allen Seiten, und die Frontbündel an der Oberseite der Kathode befinden sich somit in einer mittelbaren Abhängigkeit auch von denjenigen Strahlen, die an der Unter-


Fig. 22b.



seite eintreten, obwohl, wie oben festgestellt, die einen nicht die Verlängerungen der anderen sind.

Zur Erklärung dieser Abhängigkeit kann man von folgendem ausgehen: Die Frontbündel gehen, wie oben erwähnt, aus positiven Ionen hervor, sind also bei ihrer Entstehung noch nicht den Kanalstrahlen gleichartig, sondern den gegen elektrostatische Einwirkungen außerordentlich empfindlichen S_1-Strahlen. Ich habe früher geschildert[1]), wie diese S_1-Strahlen, entsprechend den starken Abstoßungen und Deformationen, die sie durch positive Ladungen

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 64, 1902.

erleiden, auch stark ablenkende Anziehungen durch negative Ladungen erfahren. Nun lösen Kanalstrahlen an negativ geladenen Flächen Elektronen aus, verstärken also an den von ihnen getroffenen Stellen die Gesamtdichte der negativen Ladung. Cet. par. werden also von Kanalstrahlen getroffene Teile der Kathodenplatten stärker anziehend auf positive Ionen wirken als Teile, an denen solche Auslösungen nicht erfolgen. So läßt sich verstehen, daß, wie wir oben sahen, auf die Richtungen, nach denen die sekundären Ionen getrieben werden, bzw. auf die Entstehung und Richtung der Frontbündel mittelbar auch die zwischen den Kathodenplatten einwärts gehenden Kanalstrahlen von Einfluß sein können. Bei Kreisplatten verlaufen diese Kanalstrahlen stets radial, die durch sie veranlaßten Anziehungen wirken also in der nämlichen (radialen) Richtung, wie die entlang den kürzesten Metallwegen wirkenden abstoßenden Antriebe. Bei elliptischen Kathoden dagegen findet ein Zusammendrängen der einwärts gehenden Kanalstrahlen um die kleine Achse statt, es werden also auch um die kleine Achse die meisten Elektronen sekundär ausgelöst. Hierin vermute ich dann die Ursache dafür, daß bei elliptischen Kathodenpaaren die Frontbündel im allgemeinen nicht direkt nach dem erzeugenden Ausschnitt verlaufen, sondern in der Resultante zwischen den anziehenden und abstoßenden Kräften, also näher zur kleinen Achse. Verhindert man durch einen Schirm, wie bei Fig. 22 b, für einen Teil der Kathode das Zustandekommen der einwärts gehenden Kanalstrahlen, also auch die Auslösung anziehender negativer Teilchen, so erlangen diejenigen Richtungen das Übergewicht, in denen solche Anziehungen wirken, und nur nach ihnen breiten sich dann die positiven Ionen und die Frontbündel aus.

Wenn die versuchte Erklärung der Frontbündel — Entstehung aus Brennpunkten und Verlauf nach der Richtung der geringsten positiven Ladung — wenigstens im Prinzip zutreffend ist, so müssen Frontbündel sich auch an vollrandigen, undurchbrochenen Kreisplattenpaaren hervorrufen lassen, wenn man nur die positive Ladung, von der die Kathodenplatten umhüllt sind, lokal vermindert. Der Versuch bestätigt diese Folgerung. Bringt man in der Nähe der Doppelkreisscheibe D (Fig. 23) eine kleine, vorerst neutrale Elektrode an, z. B. einen kurzen, 2 mm dicken Draht d, dessen Mantelfläche durch Emailglas isoliert ist, während die

freie Endfläche nach dem Zwischenraum der Platten sieht (aber nicht notwendig radial zum Fokus hin), so ist die Doppelplatte als Kathode ringsum zunächst von einer gleichmäßigen rosa Aureole umgeben. Leitet man aber zu d auch nur einen schwachen Zweigstrom, so daß d negativ elektrisch wird, so schießt ein

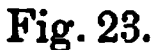
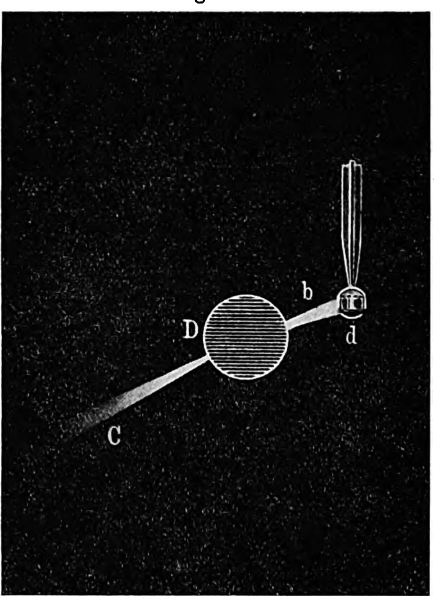


Fig. 23.



helles, schmales rosa Bündel b vom Plattenraum in radialer Richtung nach dem freien Drahtquerschnitt hin.

Gleichzeitig tritt diametral gegenüber diesem Fokusbündel ein helles C-Bündel auf.

Die Erklärung für beide Erscheinungen ist, daß durch die negative Ladung von d die positive Raumladung um die Doppelplatte gegenüber d verringert wird. Aus dem inneren Fokus zwischen den Platten bewegen sich daher die Ionen nach dieser Richtung der geringsten positiven Ladung. Gleichzeitig ist dies die Bahn, in welcher in umgekehrter Richtung die meisten S_1-Strahlen zu den Kreisplatten herantreten können, da die S_1-Strahlen, wie erwähnt, von anodischen Ladungen sehr stark

abgestoßen werden. Einer großen Dichte der S_1-Strahlen in einer bestimmten Richtung muß aber, da diese Strahlen am Kathodenrande in Kanalstrahlen übergehen, auch eine besondere Dichtigkeit der letzteren, also ein helles C-Bündel, entsprechen.

Aus dem nämlichen Gesichtspunkte erklären sich auch Zustandekommen und Verlauf der C-Bündel bei den eingezackten, gelochten und mit Spalten versehenen Kathoden (Fig. 11 bis 15). Bei ihnen allen werden durch die Einbuchtungen, Löcher und Spalten Richtungen geschaffen, in denen die positive Raumladung geringer ist als in anderen. Längs dieser Richtungen strömen also die S_1-Strahlen in besonderer Dichte zu und erzeugen daher auch besonders helle Kanalstrahlen, die am jenseitigen Rande als C-Bündel austreten.

In anderweiten Veröffentlichungen habe ich über die hier beschriebenen Frontbündel-Erscheinungen noch nichts gefunden.

J. J. THOMSON[1]) erwähnt, daß er bei zwei kongruenten dreieckigen „Sandwich"-Kathoden, die auf einer gemeinsamen, durch ihren Mittelpunkt gehenden Drahtachse saßen, beobachtet habe, daß Kanalstrahlenbündel nicht bloß von den Winkelpunkten der Dreiecke ausgehen, sondern auch (entsprechend meinen eigenen früheren Beobachtungen) von der ganzen Seitenlänge, daß aber dabei von den Seitenmitten Strahlen ausgehen, die noch heller sind, als die an den Winkelpunkten austretenden Bündel. Ich kann mir diese Angabe nicht erklären. Bei wiederholter Benutzung der THOMSONschen Anordnung habe ich stets beobachtet, daß von den Seitenmitten dann dunkle Schattenräume, also nicht Helligkeitsmaxima sondern -minima ausgehen. Die Drahtachse wirkt als Schattenobjekt. Bei gesonderter Aufstellung der beiden Dreiecke, wie in meinen Versuchen, gehen, wie oben beschrieben, von den Seitenmitten zwar Strahlenbündel aus, sie sind aber, selbst bei kleinen gleichseitigen Dreiecken, wo sie am besten wahrnehmbar sind, wie schon erwähnt, außerordentlich viel matter als die Bündel an den Winkelpunkten. Es muß also dahingestellt bleiben, durch welche besonderen Umstände die THOMSONsche Beobachtung veranlaßt war.

---

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) **16**, 644ff., 1908.

Excerpt:

Um frei im Gasraum gelagerte Kathoden von geeigneter Form treten außer den schon früher beschriebenen Bündeln, die aus einwärts gerichteten Kanalstrahlen bestehen, auch nach auswärts gehende Kanalstrahlenbündel auf. Ihre Entstehung wird zurückgeführt auf die Bildung von Brennpunkten der einwärts gehenden Kanalstrahlen und eine in den Brennpunkten besonders starke sekundäre Ionisierung.

Berlin-Schöneberg, Laborat. der Universitäts-Sternwarte.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 30. Juni 1914. Nr. 12.

Sitzung vom 12. Juni 1914.

Vorsitzender: Hr. F. HABER.

Hr. **H. Rubens** spricht über

Absorption
langwelliger Wärmestrahlen in der Atmosphäre
(nach gemeinsam mit Hrn. K. SCHWARZSCHILD ausgeführten Versuchen).

Sodann berichtet Hr. **A. Wehnelt** über

Demonstration der disruptiven Entladungen beim Zusammentreffen zweier geschichteter positiver Lichtsäulen.

Ferner berichtet Hr. **A. Eucken**

über den Quanteneffekt bei einatomigen Gasen und Flüssigkeiten. Messung der spezifischen Wärme von stark komprimiertem Wasserstoff und Helium bei tiefen Temperaturen.

Schließlich legt Hr. **W. Westphal** eine Arbeit

Über den Einfluß von Bestrahlungen auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen

und im Anschluß hieran eine Mitteilung von Hrn. **Fr. Strieder** über

Die Schallgeschwindigkeit in Argon und der Einfluß der Röntgenstrahlen auf diese

vor.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. SOPHUS WEBER, Scient. Mag., Oegstgeest bei Leiden, Pension Thelma.

Hr. Dr. E. OOSTERHUIS, Eindhoven, Drystraat 30.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. KEESOM.)

Hr. OTTO HARTMANN, Lehramtsreferendar, Gießen, Goethestr. 29.

Hr. HERMANN NICK, Lehramtsassessor, Gießen, Wilsonstr. 15.

Hr. cand. rer. nat. JOHANNES RIETH, Wetzlar, Bannstr. 16.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. KÖNIG.)

Hr. Dr. FRITZ WEISHUT, Berlin-Lichterfelde 3, Faradayweg 4.
(Vorgeschlagen durch Hrn. HABER.)

Über das Relativitätsprinzip;
von Richard Hiecke.

(Eingegangen am 29. Mai 1914.)

Die LORENZ-EINSTEIN sche Relativitätstheorie hat sich unter der Hand ihrer Bearbeiter in kurzer Zeit zu einem in geistreichster Weise durchgebildeten mathematischen System von hervorragender Eleganz entwickelt, dessen Formeln den Verlauf der Erscheinungen, um derentwillen es geschaffen wurde, richtig darstellen.

Es verfährt aber mit unseren Grundbegriffen von Raum und Zeit so summarisch, daß es unserem Vorstellungsvermögen mehr zumutet, als dieses leisten kann.

Daher rührt auch der passive Widerstand, den die Relativitätstheorie noch vielfach findet, wie dies auch M. LAUE in der Vorrede zur ersten Auflage seiner Monographie [1]) hervorhebt. Der Verfasser der vorliegenden Ausführungen zählt sich auch zu jenen, welche es gern anerkennen, daß das Relativitätsprinzip die bekannten kritischen Phänomene, wie sie vornehmlich in den Versuchen von FIZEAU [2]) über die Mitführung der Lichtbewegung durch bewegte ponderable Medien, dem MICHELSON schen [3]) Versuche über den Einfluß der Erdbewegung auf die Lichtgeschwindigkeit und den KAUFMANN schen [4]) Versuchen über die Ablenkung schneller Elektronen durch elektrische und magnetische Felder auftreten, mathematisch durch Formeln darzustellen vermag.

Die hier vorliegenden Einwände richten sich daher lediglich dagegen, daß dieser mathematischen Darstellung keine physikalische Begründung zur Seite steht, die die Erscheinungen auch unserem Vorstellungskreise näher zu bringen in der Lage wäre.

Von diesem Gesichtspunkt aus sind es insbesondere folgende Momente, welche dem Physiker widerstreben:

1. Die Zerstörung des einheitlichen Zeitbegriffes. Eine Erscheinung erklären heißt doch, sie unserem Vorstellungskreise

---

[1]) M. LAUE, Das Relativitätsprinzip. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1913.

[2]) H. FIZEAU, C. R. **33**, 349, 1851.

[3]) MICHELSON und MORLEY, Sill. Journ. **22**, 20, 1881 usw.

[4]) W. KAUFMANN, Ann. d. Phys. (4) **19**, 487, 1906 usw.

derart einzuordnen, daß sie nicht gegen die Grundlagen desselben, gegen den Raum- und Zeitbegriff verstößt. Verzichtet die mathematische Darstellung einer Erscheinung auf diese Einordnung, so kann sie, wenn sie dennoch zu richtigen Ergebnissen führt, nur Anspruch auf die Bedeutung einer sogenannten empirischen Formel machen.

2. Die Lorentzkontraktion. Das Relativitätsprinzip beansprucht nach M. LAUE [1]) die Leistung einer solchen Darstellung der Naturerscheinungen, daß „sich auch in einem bewegten Körper, wenn dieser nur in einem passenden System ruht, die Vorgänge — wenigstens von diesem System aus betrachtet — genau so abspielen, wie in einem ruhenden, es hat dann keinen physikalischen Sinn, von der Geschwindigkeit als etwas Absolutem zu reden“.

Um dies zu erreichen, wird aber eine Erscheinung behauptet, welche einzig und allein von der absoluten Geschwindigkeit abhängig ist, d. i. die Verkürzung der Dimensionen des bewegten Körpers in der Richtung der Bewegung im Verhältnis $\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}$; die bekannte „Lorentzkontraktion“. Diese Begründung des „Relativitäts“prinzips auf eine direkte physikalische Wirkung der absoluten Geschwindigkeit scheint eine logische Inkonsequenz zu beinhalten.

3. Die Verneinung des Lichtäthers. Die Folgerung, daß der Lichtäther nicht existiert, führt einerseits zu der logischen Dissonanz unter 2.; andererseits verschließt sie, falls sie aufrecht bliebe, unserem Vorstellungsvermögen dauernd die Erscheinungen des elektrischen und magnetischen Feldes. Seit FARADAY und MAXWELL war es das Bestreben der Physiker, die scheinbaren Fernwirkungen im Bereich solcher Felder unter Ausschluß mystischer Fernkräfte durch Spannungszustände und Verschiebungsvorgänge eines alles durchdringenden Mediums, des Lichtäthers, unserem Verständnis näher zu bringen. Diese Bemühungen waren von äußerster Fruchtbarkeit, da sie auf die elektromagnetische Lichttheorie und auf die Entdeckung der HERTZschen Wellen geführt haben. Der durch sie für unser Vorstellungsvermögen erzielte Gewinn wird durch die Verneinung des Äthers von Grund

[1]) M. LAUE, l. c., S. 6.

aus zerstört und die allein herrschende geheimnisvolle und unvorstellbare Fernkraft wieder eingesetzt.

Diese Leistung kann wohl kaum als Fortschritt bewertet werden. Sie nimmt uns die Möglichkeit, die Fortpflanzung der Lichtwellen durch den Weltraum uns in irgend einer Weise vorzustellen. EINSTEIN hat zwar versucht, eine neue Emissionstheorie des Lichtes zu begründen, und wurde hierin durch den Umstand bestärkt, daß die Abgabe von Energie nach der Relativitätstheorie mit einem Verlust an Masse verbunden ist. Er nahm daher die Emission von Lichtatomen an. Durch die Untersuchungen von H. A. LORENTZ [1]) und J. STARK [2]) wurde aber nachgewiesen, daß solchen Lichtatomen oder Lichtzellen, damit sie Wellen einer bestimmten, vom Emissionszentrum abhängigen Frequenz übermitteln könnten, eine endliche räumliche Ausdehnung zuerkannt werden müßte, die längs der Achse der Fortpflanzung wenigstens 1000 Wellenlängen umfaßte und auch nach der Querdimension groß gegen die Wellenlänge wäre. Wenn man hierzu das ausgedehnte Gebiet der Schwingungsfrequenzen in Betracht zieht, das ja nicht nur Röntgen-, ultraviolette und sichtbare Strahlung umfaßt, sondern durch das Gebiet der langwelligen Wärmestrahlung zu den elektrischen Wellen von Kilometerlänge hinüberführt, so erkennt man die Unhaltbarkeit dieser Hypothese. Es erscheint kaum mehr nötig, hinzuzufügen, daß die Emissionstheorie außerdem mit der Relativitätstheorie selbst im Widerspruch steht. Man könnte die Annahme nicht umgehen, daß die Lichtzellen mit Lichtgeschwindigkeit emittiert werden. Nun ist nach dem Relativitätsprinzip zur Erteilung von Lichtgeschwindigkeit an einen Körper von endlicher Größe eine unendlich große Energiemenge erforderlich, die wieder frei würde, sobald diese Geschwindigkeit durch Absorption verloren ginge oder auch nur um einen endlichen Betrag vermindert würde. Ein solches Lichtatom wäre also, mit ARCHIMEDES zu sprechen, imstande, den Erdball aus seinen Angeln zu heben.

Zugunsten der Emissionstheorie wird auch angeführt, daß sie eine Erklärung des PLANCKschen Wirkungselementes h beinhalte, welches auf der Vorstellung basiert, daß die Energieübertragung durch Strahlung nicht kontinuierlich, sondern nur

---

[1]) H. A. LORENTZ, Phys. ZS. 11, 349, 1910.
[2]) J. STARK, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 304, 1914.

in bestimmten Mindestbeträgen stattfinden kann, die dem Energieinhalt eines Lichtatoms entsprechen würden. Die sogenannte Quantenhypothese hat nicht nur auf dem Gebiet der Strahlung Bedeutung, sie hat auch W. NERNST auf wärmetheoretischem bzw. thermochemischem Gebiet zu Erfolgen geführt und wird außerdem durch das Verhalten der elektrischen Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen gestützt.

Allein diese Hypothese zwingt uns ebensowenig zur Annahme einer Emissionstheorie des Lichtes, wie die Elektronentheorie an sich; ihre Bestätigungen liegen ausschließlich auf dem Gebiet der ponderablen Materie und es erscheint durchaus zulässig, sie auf die durch Elektronen vermittelten Vorgänge in dieser Materie zu beschränken und von einer Ausdehnung auf den Raum außerhalb abzusehen.

Emission und Absorption von Strahlungsenergie werden in der ponderablen Materie nicht wesentlich anders verlaufen, ob nun der Strahlungsvorgang selbst diskontinuierlich erfolgt, oder ob dies nur hinsichtlich des Energienachschubes vom Inneren des Körpers zur äußersten Schicht oder der Energieabfuhr auf dem umgekehrten Wege zutrifft.

Die übrigen angeführten Gebiete, auf denen die Quantentheorie Bestätigung gefunden hat, beziehen sich überhaupt nur auf Vorgänge innerhalb der ponderablen Materie. Neuerdings wurde überdies ein Versuch von G. SAGNAC[1]) bekannt, der von HANS WITTE[2]) in diesen Berichten ausführlich beschrieben und von diesem letzteren, anscheinend einem Anhänger der Relativitätstheorie, zwar nicht als Beweis gegen diese, aber immerhin als Beweis gegen die Emissionstheorien angesehen wird. Es erscheint aber nicht vereinbar, Lichtäther und Emissionstheorie gleichzeitig zu verwerfen, weil damit jeder Weg abgeschnitten wird, auf welchem z. B. die Energie von der Sonne zur Erde gelangen könnte. Das allein übrig bleibende metaphysische Prinzip der Relativität bietet hierfür gewiß keinen ausreichenden Ersatz.

---

[1]) G. SAGNAC, L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther; C. R. **157**, 708, 1913; Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux; C. R. **157**, 1410, 1913.

[2]) H. WITTE, Der Sagnaceffekt: ein Experimentum crucis zugunsten des Äthers?; Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 143, 1914.

4. Die Gründe, welche gegen die Existenz des Lichtäthers angeführt werden, sind nicht beweiskräftig. Die durch die eingangs angeführten kritischen Versuche bestätigten Tatsachen lassen sich auch auf einem Wege erklären, der an unser Vorstellungsvermögen keine unerfüllbaren Ansprüche stellt, da er die Grundbegriffe unberührt läßt.

Diesen Weg eröffnet die naheliegende Annahme, daß sich der Äther in gewisser Beziehung analog wie ein ponderables Medium, z. B. die atmosphärische Luft, verhält, daß er also von der ponderablen Materie in einem bestimmten Zuhammenhang mit ihrer Masse und Geschwindigkeit mitgeführt wird.

Es muß hierbei nur berücksichtigt werden, daß sich die Körper auch im festen oder flüssigen Zustande gegenüber dem Lichtäther weit durchlässiger verhalten, als gegenüber irgend einem Gase; eine durchaus plausible Annahme, wenn man in Betracht zieht, daß die Durchlässigkeit poröser Körper auch für verschiedene Gase sehr verschieden ist und mit abnehmendem Molekulargewicht zunimmt.

Die Analogie des FIZEAUschen Versuches auf dem Gebiete der Schallwellen wäre dann ungefähr so zu konstruieren, daß man eine ebene Schallwelle durch zwei weitläufig mit Saiten, von denen einige auf den Ton der Welle abgestimmt sind, bespannte Rahmen hindurchsendet, von welchen sich der eine in, der andere gegen die Fortpflanzungsrichtung der Welle bewegt, und die beiden durch je einen Rahmen hindurchgetretenen Teile der Welle zur Interferenz bringt. Beim Durchgang durch die mitschwingenden bewegten Saitensysteme werden die beiden Schallstrahlen Phasenverschiebungen in entgegengesetztem Sinne erleiden, als ob sich ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit um einen Bruchteil der Rahmengeschwindigkeit geändert hätte, und es ließe sich aus der Interferenz des verzögerten und beschleunigten Strahles genau ebenso ein Mitführungskoeffizient kleiner als die Einheit berechnen, wie beim FIZEAUschen Versuch.

Es wäre aber unbegründet, hieraus zu folgern, daß die Luft auch von der ungeheuren, weitaus dichteren und mit weitaus größerer Geschwindigkeit fortbewegten Masse der Erde nicht mitgenommen werden könnte. Ebensowenig läge eine Veranlassung vor, aus der Gegenüberstellung des obigen Versuches mit einem

analog dem MICHELSONschen Lichtversuch veranstalteten Schallversuch auf die Nichtexistenz unserer Atmosphäre zu schließen.

Ebensogut nun, wie beide Erscheinungen auf dem Gebiet der ponderablen Materie vereinbar sind, dürften sie es auch auf jenem des Lichtäthers sein.

Nimmt man aber an, daß der Äther im Wirkungsfelde der Erde gegenüber dieser ruht, so bedarf es keines weiteren Beweises, daß alle Versuche, welche die Einwirkung der Erdbewegung auf elektrische oder optische Phänomene innerhalb dieses Wirkungsfeldes zum Gegenstand haben, zu negativen Ergebnissen führen müssen, während Phänomene, die über das Wirkungsfeld hinausreichen, eine solche Einwirkung wie Dopplereffekt und Aberration erkennen lassen. Zu den ersten gehört außer dem MICHELSONschen auch der Versuch von TROUTON und NOBLE[1]), welche konstatiert haben, daß durch die Erdbewegung auf die Platten eines geladenen Kondensators in keinem Falle ein Drehmoment ausgeübt wird. Es hat den Anhängern des Relativitätsprinzips einige Mühe gekostet, das Ergebnis dieses Versuches aus ihrer Theorie verständlich zu machen, während es unter obigen Annahmen ganz selbstverständlich erscheint.

Es erübrigt nun nur noch der Versuch von KAUFMANN[2]). Während die Bedingungen des FIZEAUschen Versuches kleine Masse und sehr geringe Geschwindigkeit, jene des MICHELSONschen große Masse (Erde) und erheblich größere Geschwindigkeit waren, handelt es sich beim KAUFMANNschen Versuch um die außerordentlich geringe Masse des Elektrons bei Geschwindigkeiten von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit.

Das Analogon in unserer Atmosphäre wäre ungefähr die abgeschossene Flintenkugel. Die Lehre von der Flüssigkeitsreibung nimmt als erwiesen an, daß die Flüssigkeitsschicht zunächst der Oberfläche des bewegten Körpers an der Bewegung mit voller Geschwindigkeit teilnimmt und erst Schichten in größerem Abstande vom Körper als ruhend zu betrachten sind.

Wird die Flintenkugel durch eine äußere Kraft aus ihrer Bahn abgelenkt, so wird auch die mitgeführte Luft abgelenkt; das aus beiden bestehende System setzt also den äußeren Kräften

---

[1]) TROUTON und NOBLE, Proc. Roy. Soc. 72, 132, 1903.
[2]) W. KAUFMANN, Ann. d. Phys. (4) 19, 487, 1906 usw.

einen um so größeren Trägheitswiderstand entgegen, je größer seine Geschwindigkeit ist; die Masse der bewegten Flintenkugel erscheint gegenüber jener der ruhenden Kugel vermehrt.

Noch mehr; die Flintenkugel wird einen analogen Unterschied zwischen transversaler und longitudinaler Masse zeigen, wie er auch durch die Relativitätstheorie für das Elektron gefordert wird; der Unterschied wird nur wegen der erheblichen Dichte des Mediums schon bei wesentlich geringeren Geschwindigkeiten auftreten und möglicherweise durch andere Formeln dargestellt werden.

Es kann aber leicht gezeigt werden, daß sich, sobald nur die Formel für die transversale Masse mit jener der Relativitätstheorie (abgesehen vom Betrage der Grenzgeschwindigkeit c) übereinstimmt, ganz genau auch die Formel der Relativitätstheorie für die longitudinale Masse aus dem Mitführungsprinzip ergibt.

Nach dem Relativitätsprinzip ist die transversale Masse:

$$m_t = \frac{m_0 c}{\sqrt{c^2 - q^2}}.$$

Hierin ist m_0 die Masse der Ruhe, c die Lichtgeschwindigkeit und q der absolute Betrag der Geschwindigkeit des Elektrons.

Das NEWTONsche Grundgesetz der Mechanik lautet in vektorieller Schreibweise:

$$\frac{d}{dt}(m \cdot \mathfrak{q}) = \mathfrak{K}.$$

Hierin ist $\mathfrak{q}$ der Geschwindigkeitsvektor und $\mathfrak{K}$ der Kraftvektor. Wirkt nun die Kraft $\mathfrak{K}_t$ in transversaler Richtung, d. h. senkrecht auf die Richtung von $\mathfrak{q}$, so ändert die von ihr herrührende Beschleunigung nur die Richtung, nicht aber den absoluten Betrag von $\mathfrak{q}$; die Kraft wirkt also in diesem Falle auf eine unveränderliche Masse m_t, die bei der Differentiation außer Betracht bleiben kann. Man erhält in diesem Falle:

$$m_t \cdot \dot{\mathfrak{q}} = \mathfrak{K}_t.$$

Anders jedoch, wenn die Kraft in longitudinalem Sinne wirkt. Die Beschleunigung ändert dann nur den absoluten Betrag von $\mathfrak{q}$ und nicht die Richtung; die Differentiation muß also auch auf m, besser m_t erstreckt werden und man erhält:

$$\frac{d}{dt}(m \cdot \mathfrak{q}) = m_0 c \frac{d}{dt} \frac{\mathfrak{q}}{\sqrt{c^2 - q^2}} = \frac{m_0 c^3}{\sqrt{c^2 - q^2}^3} \cdot \dot{\mathfrak{q}} = \mathfrak{K}_l.$$



Wenn man die Form des Gesetzes: Masse $\times$ Beschleunigung $=$ Kraft hierbei aufrecht erhalten will, so muß man der longitudinalen Masse den Betrag

$$m_l = \frac{m_0\, c^3}{\sqrt{c^2 - q^2}^3}$$

zuerkennen, der ihr auch nach der Relativitätstheorie zukommt.

Gegen die Mitführung einer Ätheratmosphäre durch die Erde wurde wohl auch eingewendet, daß die Bewegung der Erde in diesem Falle nicht reibungslos vor sich gehen könnte.

Dem steht gegenüber, daß die Erdbewegung auch ohne Lichtäther nicht reibungslos vor sich geht, da die Ausbildung der Flutwelle auf ihrer Oberfläche zweifellos mit Reibung verbunden ist, ohne daß dieselbe in den unserer Beobachtung unterworfenen Zeiträumen zu einer wesentlichen Änderung der Länge des Tages oder des Jahres geführt hätte. Selbst wenn die absoluten Änderungen der Beobachtung entgangen wären, könnte doch nicht das gleiche hinsichtlich des Verhältnisses zwischen Tag und Jahr behauptet werden. Dabei ist die Masse des bewegten Wassers eine ganz gewaltige, z. B. gegenüber der Masse eines großen Kometen, welche die Astronomen nur auf Hunderte oder Tausende von Waggonladungen schätzen, die aber auf einen Raum von der Größenordnung des Sonnensystems verteilt sein können.

Der Lichtäther dürfte wohl kaum eine größere Dichte besitzen. Außerdem liegt es nicht außerhalb des Bereiches der Möglichkeit, daß seine inneren Bewegungen wirbelfrei verlaufen, was z. B. für die Bewegung von Flüssigkeiten in sehr dünner Schicht zutrifft und mit einer wesentlichen Verminderung der Reibung verbunden ist.

Es erscheint also bei dem derzeitigen Stande unserer Kenntnis nicht notwendig, ein mit unseren bisherigen Grundbegriffen unvereinbares Prinzip zur Erklärung der elektrodynamischen Erscheinungen in bewegten Systemen in Anwendung zu bringen.

Freilich ist dermalen eine Entscheidung durch Versuche kaum zu erhoffen, da uns die Übergänge bezüglich Masse und Geschwindigkeit zwischen den Bedingungen der drei typischen Grundversuche von Fizeau, Michelson und Kaufmann fehlen. Die unbestreitbare Analogie mit den Vorgängen in gasförmigen Medien läßt aber immerhin die Hoffnung zu, daß wir auch in Zukunft mit unseren ererbten Raum- und Zeitbegriffen das Auslangen finden werden.

Über thermodynamische und chemodynamische Motoren;

von K. v. Wesendonk.

(Eingegangen am 26. Mai 1914.)

In seinem sehr bemerkenswerten Vortrage „Über Arbeitsleistung der Verbrennungsvorgänge in den Organismen“ (Physiologie der Muskelwirkungen), gehalten vor der 20. Hauptversammlung der Bunsengesellschaft zu Breslau 1913, bemerkt Herr Prof. Höber (Kiel[1]): „Die Auffassung des Muskels als einer Wärmemaschine, gilt seit Fick mit Recht als überwunden; denn selbst, wenn die Arbeit des Muskels eine maximale wäre, was sie sicher nicht ist, müßte die Muskelsubstanz sich auf über 100° erwärmen, damit die Wärme beim Übergang auf die Körpertemperatur die dem Wirkungsgrad von 30 Proz. entsprechende Arbeit leisten könnte, und wollte man, wie es oft geschehen, hiergegen einwenden, daß nicht der ganze Muskel arbeitende Substanz ist, sondern seine feinen fädigen Strukturen, die Fibrillen, und daß diese vielleicht doch zeitweilig die hohe Temperatur von 100° annähmen, so müßte man, da die Fibrillen nur wenige tausendstel Millimeter dick sind, mit einem Temperarurgefälle von mehreren tausend Grad pro Millimeter rechnen, was ein sonst nirgends vorkommendes Maß von Wärmeleitungsvermögen bedeuten würde. Man wird also Fick zustimmen müssen, wenn er schon den Muskel als chemodynamische Maschine bezeichnete.“

Wer sich mit Thermodynamik befaßt hat, wird hier indessen sofort nach dem genauen Sinne dieser Behauptung fragen: Was bedeutet Wärmemaschine bzw. chemodynamische Maschine denn eigentlich? Bei der Berechnung des Wirkungsgrades einer Wärmemaschine wird hier angenommen, es liege ein Kreisprozeß der arbeitenden Substanz vor, und es trete keine andere Veränderung ein, als wie ein Wärmeübergang, sagen wir von der absoluten Temperatur T_1 zu T_2 und eine Leistung mechanischer Arbeit. Dann stellt bekanntlich $\frac{T_1 - T_2}{T_1}(A)$ den maximalen

---

[1]) ZS. f. Elektrochem. **19**, 739, 1913.

Wirkungsgrad des Wärmemotors dar. Bei der Dampfmaschine mit Kondensator nähert man sich bekanntlich solchen Bedingungen, wenn man den Dampf als arbeitende Substanz ansieht. Ganz anders liegen aber bekanntlich die Verhältnisse, wenn man die Arbeitsleistung in Beziehung setzt zum Verbrennungsvorgang selbst. Bei den Verbrennungsmotoren ist man, wie bekannt, von einem Kreisprozeß weit entfernt, und ähnlich dürfte es sich mit dem arbeitenden Muskel verhalten. Der Kreislauf der Muskelsubstanz vollzieht sich doch wohl jedenfalls unter Verbrauch von Sauerstoff und Bildung von Kohlensäure. Herr PÜTTER sagt denn auch (Die Naturwissenschaften 2, 31, 1914) kurz und bündig: „Der Muskel ist ein System, in welchem chemische Energie in mechanische Energie umgewandelt wird, das ist nur eine Umschreibung der Tatsache, daß der Muskel unter Verbrauch von Stoffen Arbeit leistet." Wollte man obigen Ausdruck (A) für den Wirkungsgrad anwenden, so müßte man annehmen, ein Teil der Muskelsubstanz wirke lediglich als Heizkörper für die eigentlich arbeitenden Partien (etwa die Fibrillen?), welche einen vollständigen Kreisprozeß unter Aufnahme und Abgabe von Wärme vollzögen. Ein solches Verhalten ist aber wohl keineswegs nachgewiesen, und es erscheint daher nicht wunderbar, wenn „praktisch (fast?) die ganze frei werdende Energiemenge umgewandelt wird" (PÜTTER, l. c., S. 32). Schon CLAUSIUS hat ja bemerkt, daß bei einem isotherm reversibel sich ausdehnenden, idealen Gase die ganze zugeführte Wärme in Arbeit übergeht, ein Wärmeübergang von höherer zu niederer Temperatur spielt gar keine Rolle in diesem Falle. Aber es bleibt dabei die Volumenänderung des Gases als Äquivalent für einen solchen zurück. Bei allen Motoren nun, bei denen eine Verbrennung oder sonstige chemische Reaktion nicht lediglich als Wärmequelle für einen Zyklus dient (wie bei der Dampfmaschine annähernd), müssen dauernde stoffliche Änderungen eintreten[1]). Ließe man die reagierenden (verbrennenden) Substanzen einen Kreisprozeß vollziehen, ohne Zu- und Ableitung von Wärme, so erhielte man bekanntlich keine Arbeitsleistung, wie ja aus einem von

[1]) Als entsprechende dauernde Änderung im Muskel ist vielleicht die während der eigentlichen Arbeitsperiode des Muskels gebildete Milchsäure anzusehen, die allerdings wieder rückgängig gemacht wird durch spätere Vorgänge im Muskel.

Clausius stark betonten Satze der Thermodynamik folgt. Will man nun bei einem solchen, nicht nach einem Kreisprozeß arbeitenden Motor, die Ausnutzung von Verbrennungswärme oder sonstiger chemischer Wärmeentwickelung betrachten, so denke man sich die Verbrennung bzw. sonstige chemische Reaktion in einem wärmedicht abgeschlossenen Behälter bei konstantem Volumen verlaufen. Dann, ebenfalls adiabatisch, denke man sich diese erhitzten Verbrennungsprodukte (bzw. Reaktionsprodukte) durch Ausdehnung reversibel Arbeit leisten, bis daß die Temperatur der Umgebung erreicht ist. Dazu muß man allerdings den Gegendruck, den die sich ausdehnenden Reaktionsprodukte zu überwinden haben, genügend klein machen können, was freilich in der Praxis, falls man z. B. für Auspuff zu sorgen hat, nicht angängig sein kann. Auch ist zu bedenken, daß während der Abkühlung der Reaktionsprodukte noch weitere chemische Umsetzungen eintreten dürften, deren Wärmetönung dann mit in Rechnung zu ziehen ist. Man sieht aber wohl leicht ein, daß die gesamte bis zur Erreichung der Umgebungstemperatur frei werdende Wärme in Arbeit übergeht; bei einem adiabatischen reversibeln [1]) Vorgang der genannten Art verwandelt sich ja bekanntlich die ganze Energieänderung (Wärmetönung, Verbrennungswärme) in mechanische Arbeit. Vermag man den Gegendruck noch weiter zu verkleinern, die Temperatur der arbeitenden Substanz unter die der Umgebung zu bringen, so gelingt es bei weiterer isothermer Ausdehnung, der Umgebung Wärme zu entziehen, und fast ganz in Arbeit zu verwandeln. Man muß, genau genommen, bei solchen Betrachtungen mit den Abweichungen vom idealen Gaszustand rechnen. Praktisch dürften solche Verfahren allerdings ihre Schwierigkeiten haben, sehr kleine Drucke dürfte man eventuell erreichen können, falls es gelänge, die dem Motor entströmenden Reaktionsprodukte absorbieren zu lassen. Ferner hat man in Betracht zu ziehen, daß z. B. Druckkraft bei einem chemischen

---

[1]) Wenn ein adiabatischer Vorgang nicht umkehrbar verläuft, so entsteht wohl zumeist kinetische Energie, eventuell in den Teilen der arbeitenden Substanz selbst, oder zum Teil in der Umgebung, den Mechanismen des Motors usw. Solche lebendige Kraft geht dann zumeist wohl lediglich wieder in Wärme über. Vielfach ist aber die Erzeugung von Massenbewegung eventuell mit erheblicher Geschwindigkeit auch von praktischem Nutzen, so bei Schußwaffen, Ventilatoren, Zentrifugen usw.

Prozeß auch anders entstehen kann, als nur infolge von Wärmebildung und damit verbundener Temperaturerhöhung. Solches tritt ein, wenn z. B. Gasreaktionen eine Vermehrung der Molekülzahl ergeben, oder wenn feste oder flüssige Substanzen Gase entwickeln. Ferner können innere chemische Umsetzungen, Umkristallisieren, Bildung allotroper Modifikationen, Quellungserscheinungen usw. zu Änderungen der Dimensionen eines Körpers führen, welche Arbeit zu leisten vermögen, ebendas können Änderungen von Oberflächenkräften, Entstehung elektromotorischer Kräfte, Eintreten von Magnetisierung oder Elektrisierung bewirken. Man hat es in solchen Fällen in der Tat häufig mit motorischen Wirkungen zu tun, die als chemodynamische mit einem gewissen Rechte zu bezeichnen sind. Man darf aber dabei nicht vergessen, daß Reaktionen und Prozesse der soeben genannten Art im allgemeinen [1]) doch mit gewissen Wärmetönungen (auch Abkühlung eventuell) verlaufen, also immer noch thermodynamisch sind, selbst wenn entwickelte Wärme motorisch keine oder nur eine kleine Rolle spielt. Wenn bei Dimensions-(Volumen-)änderungen Abkühlung eintritt, oder auch infolge der chemischen Reaktion selbst, so kann dieser Umstand dazu dienen, die Wärme der Umgebung in Arbeit zu verwandeln. Hat man z. B. ein komprimiertes Gas von der Temperatur der Umgebung erzeugt, so kühlt sich dieses bei Ausdehnung unter Arbeitsleistung ab, kann also Wärme aus der Umgebung aufnehmen und in mechanische Energie überführen. Solche Vorgänge sind natürlich auch alle thermodynamisch. Nur als ein Grenzfall dürfte es vorkommen, daß chemische Energie glatt in mechanische Arbeit übergehen kann, also ein rein chemodynamischer Motor vorliegt [2]).

Wie wenig die Betrachtung CARNOTscher Kreisprozesse geeignet ist, die Wirksamkeit von Verbrennungsmotoren aufzuklären, das scheint Verfasser deutlich aus einem interessanten Aufsatz [3]) des Herrn ARNOLD über den Dieselmotor hervorzugehen. Ungerechtfertigt dürfte es auch sein, wie das Herr SACKUR in seinem

---

[1]) Man sehe VAN DER WAALS-KOHNSTAMM, Thermodynamik **1**, 182 u. f., 1908, wo ausdrücklich darauf hingewiesen wird, daß der mit der Arbeitsleistung gepaarte Wärmestrom nicht übersehen werden darf.

[2]) Man vgl. die Ausführungen des Verfassers Ann. d. Phys. (4) **16**, 563—564, 1905; Phys. ZS. **6**, 50, 1905.

[3]) Die Naturwissenschaften **2**, 180—185, 1914.

interessanten Referat[1]) tut, anzunehmen, von der durch eine Explosion erzeugten Wärmemenge Q_1 könne nur die Quantität

$$A = Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1} \; (B)$$

maximal in Arbeit verwandelt werden. Dabei soll T_1 die Temperatur, welche das Arbeit leistende Gas infolge der Explosion annimmt, und T_2 die Temperatur des Kühlwassers sein. Es erscheint aber wohl bedenklich, eine durch chemische Prozesse in der arbeitenden Substanz entwickelte Wärmemenge, als von außen zugeführt, anzusehen, was für die Geltung von (B) nötig ist. Besser als nach einem CARNOTschen Zyklus sich zu richten, erscheint es bei einem Motor, die einzelnen Phasen seiner Aktion auf ihre Arbeitsleistung bzw. Verbrauch von Arbeit hin zu berechnen, und daraus seine Leistung direkt zu ermitteln[2]). Speziell ist die Höhe der Temperatur T_1 für die theoretisch mögliche vollständige Ausnutzung der Wärmetönung eines chemischen Prozesses, wie der chemischen Energie überhaupt, von keiner prinzipiellen Bedeutung, kann aber praktisch allerdings von Wichtigkeit sein, schon wegen der hohen Drucke, die damit häufig verbunden sind. Die Verbrennung (Verpuffung) bzw. die betreffende chemische Reaktion überhaupt, geht im allgemeinen nicht umkehrbar vor sich, sondern mit Entropievermehrung, was einen Verlust von Nutzarbeit darstellt (vgl. NERNST, l. c., S. 701). Bedeuten U_A und U_E die Gesamtenergie des arbeitenden Systems am Anfang und Ende eines Prozesses, wobei dieselbe Temperatur T in beiden Fällen herrschen soll, und ist $\varDelta S$ die Zunahme der Entropie durch den inreversibeln Vorgang, so erreicht die von uns betrachtete Reaktion maximal die Umwandlung von $U_A - U_E$ in Nutzarbeit. Ein isotherm reversibler Übergang von demselben Anfangs- zu dem gleichem Endzustand liefert dagegen die Nutzarbeit $U_A - U_E + T\varDelta S$, also um $T\varDelta S$ mehr Nutzarbeit bei derselben chemischen Umwandlung. Man kann sich die Reaktion

[1]) Die Naturwissenschaften 1, 1140, 1913.

[2]) Man vgl. übrigens: FRIEDENTHAL, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 387—396, 1902; STODOLA, Dampfturbinen, S. 208 u. f., 1903; LORENZ, Technische Wärmelehre, S. 420, 1904; SWINBURNE, Electr. Rev. 42, 52, 1903 u. Entrop. London 1904, Constable & Co.; des Verfassers Aufsatz Phys. ZS. 4, 329—333, 1903 und die beiden oben genannten kleinen Arbeiten, ferner besonders den Vortrag von Herrn NERNST, ZS. f. Elektrochem. 19, 699—702, 1913.

unter Einwirkung NEUMANNscher Kräfte [1]) adiabatisch vor sich gehen denken, in reversibler Weise bei konstantem Volumen, und erhält dann eine gewisse Nutzarbeit eben gegen die NEUMANNschen Kräfte. Weiterhin kann dann eventuell noch unter Volumenänderung auf isentropischen oder isothermen umkehrbaren Wegen weitere Nutzarbeit gewonnen werden. Mit der von NERNST, l. c., S. 699 gegebenen Formel stehen unsere Betrachtungen nicht in Widerspruch, nur ist zu bedenken, daß diese Formel für konstantes Volumen gilt, während wir hier, wie bei Motoren naheliegend, eine solche Annahme nicht machen. Im Falle von Betrachtungen wie den vorliegenden, erscheint es sehr ratsam, die so verdienstvolle Abhandlung des Herrn WEGSCHEIDER, „Über die Arbeitsleistung bei chemischen Umwandlungen [2])", eingehend zu berücksichtigen, besonders weil darin auch die größte gewinnbare Arbeit bei endlichem Umsatz besprochen wird.

---

[1]) Man sehe Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss., math-phys. Kl. 1, 1891, 75—156; Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 848 u. f., 1913.

[2]) ZS. f. phys. Chem. 79, 223—228, 1912.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

16. Jahrg. 15. Juli 1914. Nr. 13.

Sitzung vom 26. Juni 1914.

Vorsitzender: Hr. F. Haber.

Der Vorsitzende macht Mitteilung von dem Ableben zweier Mitglieder der Gesellschaft

cand. phil. Leo Diesener

† 8. Juni 1914

und

Dr. phil. Günther Bode

† 19. Juni 1914.

Die Anwesenden ehren das Andenken der Entschlafenen durch Erheben von ihren Sitzen.

Sodann berichtet Hr. **Hermann Behnken** über

die Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie.

Ferner spricht Hr. **Karl Herrmann** über

die Strom-Spannungskurve beim lichtelektrischen Effekt.

Weiter legten Hr. **A. Eucken** eine Arbeit von den Hrn. **L. Hopf** und **G. Lechner**

über die Berechnung der mittleren Schallgeschwindigkeit in Kristallen,

und Hr. **Wilhelm H. Westphal** eine Arbeit von Hrn. **E. Budde**

über das Relativitätsprinzip

vor.

Endlich demonstriert Hr. **O. v. Baeyer** einen

Siliziumdetektor.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

K. v. Wesendonk: Über thermodynamische und chemodynamische Motoren (vgl. S. 577—582).

Richard Hiecke: Über das Relativitätsprinzip (vgl. S. 569—576).

J. Zenneck: 1. Demonstration von Strömungen im Inneren einer Flüssigkeit.

2. Eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie.

Ernst Schenkl: Über das Prinzip von D'ALEMBERT.

Niels Bjerrum: Über ultrarote Spektren II. Eine direkte Messung der Größe von Energiequanten.

D. A. Goldhammer: Quantentheorie und molekulare Struktur.

Richard Hiecke: Zur Relativitätstheorie.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. WALTER BOTHE, Charlottenburg 2, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Vorgeschlagen durch Hrn. H. BEHNKEN.)

Hr. Ingenieur EMILIO E. DAGASSAN, Berlin-Wilmersdorf, Güntzelstraße 2.

(Vorgeschlagen durch Hrn. W. BURSTYN.)

Hr. Dr. RAOUL WERNICKE, Berlin W 15, Uhlandstraße 32.
Hr. cand. phil. OTTO MAASS, Berlin W 15, Kaiserallee 221.
Hr. cand. phil. FRANKLIN A. GIACOMINI, Berlin W 50, Augsburgerstraße 52.
Hr. Dr. KURT BENNEWITZ, Charlottenburg 9, Fredericiastraße 5.
(Sämtlich vorgeschlagen durch Hrn. H. SCHIMANK.)

Hr. Prof. Dr. L. R. INGERSOLL, Madison, Wisconsin (U.S.A), University of Wisconsin.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Hr. Oberlehrer OTTOMAR HARTLEB, Cuxhaven, Strichweg 78.
(Vorgeschlagen durch Hrn. P. CERMAK.)

Kritisches zum Relativitätsprinzip;
von E. Budde.

(Eingegangen am 20. Juni 1914.)

§ 1. Die folgenden Bemerkungen beschäftigen sich mit dem „älteren“ Relativitätsprinzip EINSTEINS, wie es in seiner allbekannten Abhandlung vom Jahre 1905[1]) (im folgenden mit l. c. zitiert) dargestellt ist. Unter „Bewegung“ ist dabei, weil Bewegungen anderer Art überhaupt nicht in Betracht gezogen werden, stets eine gleichförmige Translation verstanden.

EINSTEIN hat zunächst den Satz aufgestellt: Die Zeitmessung in irgend einem Koordinatensystem K^N wird definiert durch den Stand der Uhren in diesem System, und die Uhren müssen derart synchronisiert werden, daß ein Lichtstrahl, der im System K^N vom Punkt A zum Punkt B und zurück geht, für den Weg AB die gleiche Zeit braucht wie für den Weg BA. Des weiteren spezialisiert er sein allgemeines Relativitätsprinzip zunächst zu dem Postulat: „Das Licht hat in allen berechtigten Koordinatensystemen nach allen Richtungen die gleiche Geschwindigkeit c“, und aus diesem Postulat leitet er dann die bekannten Gleichungen der Lorentztransformation ab.

Eine Grundlage seiner Erörterungen ist der Satz, daß die Geschwindigkeit des Lichtes im leeren Raum unabhängig ist von der etwaigen Bewegung des emittierenden Körpers; wir akzeptieren diese Grundlage und die EINSTEINsche Synchronisationsvorschrift im folgenden ohne Vorbehalt. Dann knüpfen sich an die Lorentztransformation die beiden Fragen:

1. Die Lorentztransformation beruht auf Messungsvorschriften; jede Messungsvorschrift muß sich aber, soweit es sich um Länge und Zeit handelt, auf die Wahl von Einheiten und Epochen zurückführen lassen. Lassen sich für die in Betracht kommenden Koordinatensysteme feste Einheiten und Epochen angeben, deren Verwendung auf die Lorentztransformation führt?

---

[1]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. 17, 891, 1905.

2. Die Lorentztransformation gibt Formeln für den Übergang von einem Koordinatensystem K^N zu einem zweiten K^{N+1}; sie stellt also die Beziehung zwischen den beiden Systemen so dar, wie sie der Denker ansieht, dem die Zustände in beiden Systemen theoretisch zugänglich sind. In der realen Welt sind aber die in irgend einem System K^{N+1} gegebenen Beobachter zunächst auf sich und ihre Hilfsmittel allein angewiesen und sind von vornherein nicht in der Lage, ihre Messungen auf ein anderes System K^N zu beziehen. Wie gestalten sich für sie die Folgen des Relativitätsprinzips und unter welchen Bedingungen sind dieselben auf ihre Beobachtungen anwendbar?

Im folgenden sollen diese beiden Fragen erörtert werden. Wir wollen dabei allgemein die Lichtgeschwindigkeit im System K^N durch V^N bezeichnen; das EINSTEINsche Postulat von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit erscheint dann in der Form $V^N = c$.

Um eindeutig definierte Ausdrücke zu gewinnen, ist ein kurzes Eingehen auf die Prinzipien der Messung erforderlich.

§ 2. Messung. Eine Größe Γ sei anschaulich gegeben, und zwar sei für unseren Zweck vorausgesetzt, daß sie für die Beobachter, welche sich mit ihr beschäftigen, zugänglich ist. Um sie zu messen, wählt man eine anschaulich gegebene Einheit γ von gleicher Art wie Γ und stellt fest, wie oft γ in Γ enthalten ist; so erhält man eine Gleichung $\Gamma \equiv n\gamma$, in welcher n die Maßzahl ist.

Wir spezialisieren gleich auf die Längenmessung. Es sei $\varLambda$ eine an einem materiellen Objekt anschaulich gegebene Länge, λ eine in derselben Weise gegebene, aber willkürlich gewählte Längeneinheit. Dann ergibt die Messung eine Gleichung

$$\varLambda \equiv l\lambda.$$

Hierin ist l die Maßzahl, welche angibt, wie oft λ in $\varLambda$ enthalten ist. $\varLambda$ und λ sind objektiv gegebene Längen.

Ein merklicher Teil der Unklarheiten, die in der Auffassung des Relativitätsprinzips vorhanden sind — man überzeugt sich leicht, daß solche existieren —, rührt nun daher, daß sowohl $\varLambda$ wie l mit dem einfachen Wort „Länge“ bezeichnet werden. Um dieses zu vermeiden, wollen wir da, wo es die Deutlichkeit erfordert, das Wort „Länge schlechthin“ überhaupt vermeiden und

wollen Λ die objektive[1]) Länge, l die Längenmaßzahl nennen. Setzt man Λ als gegeben voraus, so ist l offenbar von der Größe der gewählten Einheit λ abhängig. Und diese Tatsache hat — in leicht ersichtlicher Weise auf Größen aller Art ausgedehnt — Veranlassung gegeben zu der Formulierung des Satzes: „Alle Größe ist relativ". Dabei wird aber in der Regel Λ mit l (Γ mit n) verwechselt. Richtiggestellt muß der Satz heißen: „Alle Größenmaßzahlen sind relativ". Denn sie und nur sie hängen von der Wahl der Einheit ab. Λ und λ sind objektiv gegeben, und eine objektive Länge bleibt dieselbe, einerlei, ob man sie in Millimetern oder in Fußen mißt; dementsprechend sind auch alle physikalischen Wirkungen eines Körpers, die von seinen Dimensionen abhängen, unabhängig davon, in welcher Einheit diese Dimensionen gemessen werden.

Für die Einheit λ ergibt sich hieraus zunächst eine bemerkenswerte Eigenschaft: Sie kann nicht begrifflich mitgeteilt, sondern sie muß dem, der sie gebrauchen soll, anschaulich vorgezeigt werden. Deshalb versendet man Kopien des Einheitsprototyps; wenn A dem B mitteilt, ein Stab S sei 13 cm lang, so hat das nur einen Sinn unter der Voraussetzung, das Zentimeter sei dem B anschaulich bekannt.

Die Längenmaßzahl l ist eine reine Zahl, und zwar eine reine Anzahl, denn sie gibt nichts weiter an als die Anzahl der λ, welche auf Λ gehen. Handelt es sich um direkte Messung (die Methoden derselben: wiederholtes Anlegen des Einheitsstabes oder Abrollen eines Meßrädchens, dessen Peripherie den gekrümmten Einheitsstab darstellt, werden als bekannt vorausgesetzt), so ist l vollkommen unabhängig von den etwaigen Zuständen des Beobachters. Denn er erfährt aus dem Messungsvorgang nichts weiter als eben eine nackte Zahl. In Gleichungen gehen immer nur diese Maßzahlen ein. Sind z. B. x und y die rechtwinkligen Koordinaten irgend eines Punktes, so ist in irgend einer Gleichung, z. B. in der Gleichung $x^2 + y^2 = r^2$, x die Maßzahl für diejenige objektive Länge, welche die Entfernung des Punktes von der y-Achse darstellt, und y die entsprechende Maßzahl für die Ent-

[1]) Selbstverständlich soll das Wort „objektiv" hier wie bei der bald zu erwähnenden Zeitgröße nicht auf das Kantsche Ding an sich hinweisen, sondern nur auf die Erscheinungsform, in der sich dasselbe unserer Anschauung darstellt.

fernung von der x-Achse. Hat man nach beiden Richtungen, x und y, mit der gleichen Einheit gemessen, so stellt die Gleichung einen Kreis dar; hat man aber beispielsweise nach der x-Richtung mit dem Millimeter und nach der y-Richtung mit der Linie $= 2{,}18$ mm gemessen, so lautet die Kreisgleichung, wie bekannt, nicht mehr $x^2 + y^2 = r^2$, sondern $x^2 + (2{,}18\,y)^2 = r^2$; die objektiven Längen der Kreisradien sind dieselben geblieben, aber ihre Maßzahlen haben sich geändert, und man sieht an diesem Beispiel deutlich, daß eben die Maßzahlen in der Gleichung auftreten. Auf dieser Eigenschaft beruht in letzter Linie, daß alle physikalischen Gleichungen homogen sein müssen.

Das gewöhnliche Gleichheitszeichen ist durch das Vorstehende auf die Gleichsetzung von Maßzahlen beschränkt; sind zwei objektive Längen (Größen) quantitativ nicht voneinander unterscheidbar, so wollen wir sie „identisch“ nennen und die Identität, wo die Deutlichkeit die Hervorhebung des Unterschieds erfordert, durch das (oben schon benutzte) Zeichen $\equiv$ andeuten. Jede objektive Länge ist mit sich selbst identisch, während die ihr entsprechenden Längenmaßzahlen je nach der Wahl der Einheit jeden beliebigen endlichen Wert haben können.

Längenmessungen erfolgen zwischen bestimmten Punkten gegebener Objekte, die wir als zugänglich voraussetzen und die eventuell auch manipulierbar sind. Für eine Längenmessung ist also der Anfangs- und Endpunkt der zu messenden objektiven Länge in der Regel durch die Natur des Problems gegeben, und es genügt für unseren Zweck die Bestimmung von Einheit und Längenmaßzahl. Die direkte Längenmessung beruht immer auf dem Anlegen des Anfangspunktes der Längeneinheit λ an den Anfangspunkt von $\varLambda$ und auf dem Zusammentreffen des Endpunktes von $\varLambda$ mit einem (eventuell gebrochenen) Multiplum von λ; es gilt also für sie ein Satz, der dem von Einstein für die Zeitmessung ausgesprochenen ganz analog ist: Wie alle Zeitmessung auf Gleichzeitigkeitsbestimmungen hinausläuft, so läuft jede Längenmessung auf die Bestimmung von Gleichortigkeiten hinaus.

Der Analogie mit dem Nachfolgenden wegen sei noch bemerkt: Will man von einem konventionell vorgeschriebenen Einheitsmaßstab (derselbe sei als Endmaß gedacht) eine Kopie nehmen, so muß man in der Lage sein, von irgend einem anderen Stab S

Teile wegzunehmen oder solche zuzusetzen, bis beide einander gleich geworden sind.

Die Zeit hat keine unterscheidbaren Anhaltspunkte und ist nicht manipulierbar. Infolgedessen präsentiert sich jede Zeitmessung in der Form

$$T \equiv e + t\tau.$$

Hierin ist T die zu messende „objektive Zeit", τ die Einheit, t die Zeitmaßzahl, e bestimmt die Epoche.

An einer gegebenen Stelle eines gegebenen Koordinatensystems wird die Zeit direkt gemessen mittels einer Uhr. Diese ist ein Instrument, in welchem ein periodischer Vorgang, dessen Periode $\equiv \tau$ ist, stattfindet. (Die Uhr steht der Zeit ganz analog so gegenüber, wie ein Meßrädchen von der Peripherie τ einer unendlichen, stetig an ihm vorbeigleitenden Linie.)

Ist eine konkrete Uhr U konventionell als Normaluhr bezeichnet, so ist ihre Periode das anschaulich gegebene τ. Soll eine zweite Uhr U_1 so eingerichtet werden, daß sie am gleichen Ort und unter gleichen physikalischen Umständen eine Kopie von U darstellt, so muß zunächst die Periode von U_1 innerhalb hinreichend weiter Grenzen willkürlich variierbar sein; man variiert U_1 dann so lange, bis ihre Periode $\equiv \tau$ geworden ist. Diese Operation wollen wir „Regulierung" nennen. Ist dieselbe vollzogen, so muß die Uhr U_1 einmal so gestellt (oder, was dasselbe sagt, mit einer Korrektionsangabe versehen) werden, daß beide Uhren die gleiche Epoche haben. Diese Operation heiße „Einstellen".

Die Größe τ muß genau so wie λ demjenigen, der sie gebrauchen soll, vorgezeigt werden. Für die bürgerliche Zeitrechnung geschieht das dadurch, daß der Tag an jeder Stelle der Erde dieselbe überall beobachtbare, also überall anschaulich gegebene objektive Größe hat. Die Einstellungen reduziert man auf der Erde bekanntlich durch die Feststellung: Geht man von einem Ort A, wo die Uhr auf t_A steht, auf einem Parallelkreise westwärts nach einem Punkte B, der von A um $\frac{360^0}{m}$ absteht, so soll die Uhr in B auf $t_A - \frac{24}{m}$ Stunden stehen. Die bürgerliche Ortszeitbestimmung wird dadurch unendlich vieldeutig; wie man der Vieldeutigkeit in der Praxis durch Zu- und Abzählen eines

Tages beim Überschreiten eines bestimmten Meridians abhilft, ist bekannt.

Die von einer Uhr angegebene Größe t ist genau wie l eine reine Anzahl. Die einzelne Uhr sagt in einem gegebenen Zeitpunkt aus: „Von dem Zeitpunkt an, wo ich auf Null stand, habe ich t meiner Perioden zurückgelegt" und weiter nichts. Die Messung mit der Uhr ist also von ähnlicher Direktheit wie die Messung einer objektiven Länge durch Abrollen eines Meßrädchens, und die Zeitmaßzahl ist wieder unabhängig von den Zuständen des Beobachters. (Räderuhr mit einem Zeiger, steht auf einer bestimmten Zahl; Stimmgabel auf berußter Gasplatte, zeichnet eine Anzahl von Sinusoiden auf, und diese Anzahl kann der Beobachter zählen; EINSTEINsche Lichtuhr, gibt an, wie oft ein Lichtstrahl zwischen zwei parallelen Spiegeln hin und her gelaufen ist; das „wie oft" ist wieder eine reine Anzahl.) Und als solche reine Zahl geht sie in Gleichungen ein.

Als Hauptergebnis rekapitulieren wir: Die sogenannten „Längen" und „Zeiten" l und t, welche in Gleichungen auftreten, sind stets Maßzahlen, und sofern die Messung direkt erfolgt ist, sind sie vom Zustande des Beobachters durchaus unabhängig. Die einzelne Uhr mißt immer direkt, und für die Längenmessung wollen wir im folgenden, sofern nicht andere Bedingungen ausdrücklich vorgeschrieben werden, direkte Messung voraussetzen.

Sind Bedingungen vorgeschrieben, welche eine direkte Messung unmöglich machen, so soll das Ergebnis derselben nicht einfach „Länge" oder „Zeit", sondern „scheinbare Länge" und „scheinbare Zeit" genannt werden, und die Bedeutung dieser Größen ist stets an die anzugebende Bedingung geknüpft.

§ 3. Lorentztransformation[1]). Es seien Koordinatensysteme K, K', K'' usw. vorhanden, die sämtlich gegeneinander bewegt sind. Die Koordinaten, Zeiten usw. in jedem dieser Systeme werden mit der entsprechenden Anzahl von Strichen geschrieben. Aus dem EINSTEINschen Postulat $V^N = c$ folgen dann für irgend zwei Systeme K und K', die sich mit der Relativgeschwindigkeit v gegeneinander bewegen, so zwar, daß ihre Achsen der x und x' zusammenfallen, während y' und z' parallel y und z bleiben, die

[1]) Die in diesem Paragraphen folgenden Rechnungen sind in vielen Punkten schon von E. V. HUNTINGTON, Phil. Mag. (6) 23, 494, 1912, vorweggenommen.

Gleichungen der Lorentztransformation, in denen wir zur Abkürzung noch $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ durch ε ersetzen:

$$y' = y, \quad z' = z, \tag{1}$$

$$\varepsilon x' = x - vt, \tag{2}$$

$$\varepsilon t' = t - \frac{vx}{c^2}, \tag{3}$$

$$\varepsilon x = x' + vt', \tag{4}$$

$$\varepsilon t = t' + \frac{vx'}{c^2}. \tag{5}$$

Aus irgend zweien der Gleichungen 2) bis 5) folgen die beiden anderen durch einfache Auflösung. Wird die Geschwindigkeit von K relativ zu K' konsequent mit v' bezeichnet, so ist $v' = -v$.

Da für $x = 0$ und $t = 0$ auch $x' = 0$ und $t' = 0$ wird, enthalten Gleichungen 2) bis 5) die rechnerisch bequeme Voraussetzung, der Nullpunkt der Zeit sei für die Anfangspunkte beider Systeme derjenige Zeitpunkt, in welchem diese Anfangspunkte zusammenfallen. Die Voraussetzung wird im folgenden beibehalten.

Der Anfangspunkt von K möge ein für allemal A_0, derjenige von K' möge B_0 heißen.

Wir werfen zunächst die Frage auf: Lassen sich die vorstehenden Gleichungen durch Angaben über die zu wählenden Einheiten und Epochen ersetzen? Dabei machen wir von vornherein die folgenden Festsetzungen und Annahmen:

1. Wir nehmen an, ein Einheitsmaßstab, der in einem beliebigen System K^N ruhend gegeben ist, ändert seine objektive Länge nicht, wenn er parallel mit sich selbst an einen anderen Ort des gleichen Systems verschoben und dort wieder zur Ruhe gebracht wird. Unter dieser Voraussetzung setzen wir fest, daß alle Längenmessungen in dem erwähnten System K^N direkt vorgenommen werden sollen, und zwar mit einem Einheitsmaßstab, der im System K^N die Richtung der zu messenden objektiven Länge Λ hat.

2. Um über die Einstellung irgend zweier Uhren U und U_1 oder U' und U'_1, etwas Bestimmtes aussagen zu können, müssen wir in der Lage sein, diese Einstellungen miteinander zu vergleichen, während jede der Uhren an dem Orte bleibt, den sie einmal im System K oder K' hat. Vergleichung mit Hilfe von

Lichtsignalen hat natürlich keinen Sinn, da die Uhren ja mit Hilfe von Lichtsignalen eingestellt werden, während wir gerade wissen wollen, welcher Unterschied noch zwischen zwei Uhren besteht, die auf Grund der EINSTEINschen Lichtsignalmethode als synchron erscheinen. Wir müssen uns also zwischen jedem der Uhrenpaare eine Kommunikation hergestellt denken, die sowohl von der Lichtgeschwindigkeit wie von den Bewegungszuständen der Uhren unabhängig ist, und diese Unabhängigkeit besitzt nur ein Vorgang, der sich mit unendlicher Geschwindigkeit fortpflanzt. Wir fingieren also irgend eine Störung, die sich mit unendlicher Geschwindigkeit im Raum verbreitet, und die Zeit, welche diese Störung gebraucht, um einen endlichen Raum zu überstreichen, heiße ein „Augenblick“. Zwei momentane Ereignisse finden demnach im gleichen Augenblick statt, wenn sie von einer solchen Störung getroffen werden, und zwei Zustände sind im gleichen Augenblick gegeben, wenn man jeden von beiden betrachtet, während die Störung über ihn hinwegstreicht.

Man könnte versuchen, die Beziehungen zwischen Einheiten und Epochen in K' einerseits, in K andererseits anzugeben, welche die Gleichungen 1) bis 5) vertreten können. Man bezieht aber damit nur die Einstellungen und Einheiten des Systems K' auf andere Einstellungen und Einheiten, die ihrerseits wieder unbekannt, also nicht anschaulich vorstellbar sind[1]). Bedeutend durchsichtiger wird die Angabe, wenn wir festsetzen: Wir denken uns ein fingiertes System, in welchem die Längeneinheit nach allen Richtungen die gleiche objektive Größe λ hat, und in welchem die Uhren so eingestellt sind, daß sie im gleichen „Augenblick“ sämtlich die gleiche Zeitmaßzahl t anzeigen. Vorerst nehmen wir an, das System K habe diese Eigenschaft. Dann sieht man zunächst, daß die Längeneinheit λ überall in K durch Kopien vorgezeigt werden kann. Und man sieht auch sofort, daß ein Beobachter A_0, der im Anfang von K gegeben ist und eine Normaluhr hat, die Einheit τ dieser Uhr durch Momentansignale in seinem ganzen System vorzeigen kann; er braucht nur unendlich kurze Lichtsignale in Abständen $\equiv \tau$ nach allen Richtungen zu entsenden, so kommen dieselben an jeder anderen Stelle desselben

[1]) Ein zwingender Grund dafür, daß dieses Verfahren nicht brauchbar ist, ergibt sich in § 5.

in Abständen $\equiv \tau$ an, das ganze System hat also die Zeiteinheit τ. Die Einstellung der Uhren ist eben dadurch gegeben, daß sie im gleichen Augenblick alle dieselbe Maßzahl t zeigen. Und man sieht ohne weiteres, daß die Bedingung $V = c$ für das System als erfüllt angenommen werden kann.

Im Anfangspunkt des Systems K' sei ein Beobachter B_0 gleichfalls mit einer Uhr versehen, die für sein System als Normaluhr dienen soll. Die Einheit dieser Uhr sei τ'. Läßt nun B_0 momentane Signale in Intervallen $\equiv \tau'$ abgehen, so sieht man leicht die Richtigkeit des Satzes: Ist für irgend ein System K^N festgestellt, daß das Licht sich in ihm nach allen Richtungen mit der Geschwindigkeit c bewegt, so kommen auch die von B_0 ausgehenden Signale in einem beliebigen Punkte des Systems K' in Zwischenräumen an, welche $\equiv \tau'$ sind; also hat auch das ganze System K' dieselbe Zeiteinheit τ'.

Es möge nun für K' die Möglichkeit zugelassen werden, daß nach den drei Koordinatenrichtungen mit drei verschiedenen Längeneinheiten λ'_x, λ'_y, λ'_z gemessen wird. Es sei ferner die Zeitmaßzahl für K' im Anfangspunkt B_0 mit t'_0 und die Zeitmaßzahl, welche im gleichen Augenblick am Orte x', y', z' herrscht, mit t'_x bezeichnet. Wendet man die entsprechende Bezeichnung auf die Zeitmaßzahlen im System K an, so ist voraussetzungsgemäß $t_x = t_0 = t$ schlechthin.

Dann lassen sich die Gleichungen 1) bis 5) ersetzen durch das folgende System:

$$\text{Längeneinheit} \begin{cases} \lambda'_y = \lambda, \quad \lambda'_z = \lambda, & 6) \\ \lambda'_x = \varepsilon \lambda, & 7) \end{cases}$$

$$\text{Zeiteinheit} \ldots \quad \tau' = \frac{\tau}{\varepsilon}, \qquad 8)$$

$$\text{Einstellung} \ . \quad t'_x = t'_0 - \frac{v x'}{c^2}. \qquad 9)$$

Beweis. Gleichungen 1) folgen offenbar aus 6).

Ferner sei zu einer K-Zeit t A_0, Fig. 1, die Lage des Anfangspunktes von K, B_0 diejenige des Anfangspunktes von K', B_1 die Lage eines Punktes, der im System K' die Koordinate x' hat. Größen in K werden in Fig. 1 unterhalb, solche in K' oberhalb der Achse der x notiert. Da B_0 sich mit der Geschwindigkeit v gegen A_0 bewegt, ist B_0 zur Zeit t in der Entfernung vt von A_0.

Die Entfernung von B_0 nach B_1 in K'-Einheiten gemessen ist x', in K-Einheiten gemessen ist sie also $\varepsilon x'$, also ist die Maßzahl der Strecke $A_0 B_1$ in K-Einheiten

$$x = vt + \varepsilon x'.$$

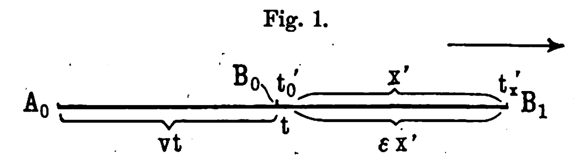
Das ist Gleichung 2).

Ferner: Wenn eine K-Uhr in B_0 die Zeit t zeigt, so zeigt die K'-Uhr an derselben Stelle, weil sie mit ε mal kleineren Einheiten mißt, $t'_0 = \varepsilon t$. Nach Gleichung 9) ist also

$$t'_x = t'_0 - \frac{v x'}{c^2} = \varepsilon t - \frac{v x'}{c^2}.$$

Das ist Gleichung 5), und damit sind auf Grund der angenommenen Einheiten und Epochen die drei Gleichungen 1), 2), 5) hergestellt, aus denen, wie gesagt, 3) und 4) folgen. Und man beachte, daß in der Ableitung nur diejenigen Maßzahlen für die Koordinaten

Fig. 1.



und Zeiten auftreten, welche in jedem der beiden Systeme durch direkte Messung gewonnen sind. Die erste Frage ist damit beantwortet, vorläufig aber unter der Voraussetzung, daß das System K die obigen, fiktiven Eigenschaften besitzt. Dann sind die Gleichungen 6) bis 9) äquivalent mit den Gleichungen der Lorentztransformation zwischen K und K'.

§ 4. **Zwischenstück.** Hier setzt eine weitere Reihe von Unklarheiten ein, die unverkennbar ihren Ursprung in einem nicht glücklich gewählten Ausdruck von EINSTEIN haben. l. c., S. 903 und 904 betrachtet er eine Uhr, die in K' ruht und sich mit diesem System K' gegen K bewegt, die also die Zeit t'_x angibt. Er wirft dann die Frage auf: „Wie schnell geht diese Uhr vom ruhenden System aus betrachtet?“ Schreibt man den Worten „vom ruhenden System aus betrachtet“ die Bedeutung zu, welche sie in der gewöhnlichen Sprache haben, so kann die Antwort auf diese Frage nach allem Vorangegangenen nicht zweifelhaft sein: Die Uhr geht genau so schnell, wie wenn sie vom System K aus betrachtet wird, da die Beobachter in allen Fällen nur die reine Zahl t'_x sehen. Um hier ins Klare zu kommen, müssen wir die



vier Gleichungen betrachten, welche im Zusammenhang mit der EINSTEINschen Frage stehen.

Setzt man in Gleichung 3) $x =$ const und betrachtet zwei verschiedene Zeitpunkte, die mit 2 und 1 markiert seien, so erhält man

$$t_2 - t_1 = \varepsilon (t'_2 - t'_1)_{x = \text{const}}. \tag{10}$$

Setzt man dagegen in Gleichung 5) $x' =$ const, so erhält man

$$t'_2 - t'_1 = \varepsilon (t_2 - t_1)_{x' = \text{const}}. \tag{11}$$

Setzt man in Gleichung 2) $t =$ const, so erhält man

$$x_2 - x_1 = \varepsilon (x'_2 - x'_1)_{t = \text{const}}, \tag{12}$$

und wenn man in Gleichung 4) $t' =$ const setzt, ergibt sich

$$x'_2 - x'_1 = \varepsilon (x_2 - x_1)_{t' = \text{const}}. \tag{13}$$

In offenbarem Zusammenhang mit der soeben erwähnten EINSTEINschen Fragestellung werden die vier vorstehenden Gleichungen mehr oder weniger deutlich so aufgefaßt, als beruhten sie darauf, daß die gestrichenen Größen von K aus und die ungestrichenen von K' aus „gesehen" werden. Nach allem Gesagten ist es aber gleichgültig, von wo aus man sie anschaut; die Begründung von 10) bis 13) liegt nur in den für sie vorgeschriebenen Bedingungen $x =$ const usw., und wir wollen zeigen, daß sie eben unter diesen Bedingungen aus 6) bis 9) folgen.

Zuerst betrachten wir Gleichung 11). Da die Anfangspunkte beliebig gewählt werden können, nehmen wir $x_1 = 0$ und $t_1 = 0$. Zur Zeit t_2 habe B_0 die in Fig. 1 angedeutete Stellung, dann zeigt also eine K-Uhr in B_0 auf t_2; eine K'-Uhr in B_0 stand zur Zeit $t_1 = 0$ auf $t'_1 = 0$, und da sie während der Bewegung ihre Einstellung nicht ändert (ihr x' bleibt ja 0), braucht sie bis zur K-Zeit t_2 ein objektives Zeitintervall, welches mit $t_2 \tau$ identisch ist. Da sie aber mit den Einheiten τ' mißt, so zeigt sie

$$t'_2 = \varepsilon t_2.$$

Das ist Gleichung 11) für die angenommene Lage der Anfangspunkte und Anfangszeiten. Diese Gleichung sagt also nichts anderes aus als $\tau \equiv \varepsilon \tau'$.

Zu Gleichung 10). Eine Uhr U ruhe in A_0, so daß für sie $x = 0$ ist, und wieder sei $t_1 = 0$ genommen. Nach dem objektiven Zeitintervall $t_2 \tau$ zeigt sie t_2. Eine zweite Uhr U' in K' koinzidiere mit A_0 zur Zeit $t'_0 = t_0 = 0$. Und nach der K-Zeit t_2 sei sie an eine andere Stelle B_0 gerückt, wo sie immer noch

die x'-Koordinate Null hat. Nach dem Vorstehenden zeigt sie an dieser Stelle die K'-Zeit $t'_0 = \varepsilon t_2$. Im gleichen Augenblick befinde sich eine dritte Uhr U'_1, welche dem System K' angehört, in A_0; dann genügt diese Uhr U'_1 der Bedingung $x = \text{const}$. Da sie in K' die Koordinate $-x'$ hat, gibt sie nach Gleichung 9) die Zeit $t'_0 + \frac{v x'}{c^2}$ an. x' ist aber der in K'-Einheiten ausgedrückte Wert des Abstandes $A_0 B_0$, also, da dieser Abstand in K gleich $v t_2$ ist, hat x' den Wert $\frac{v t_2}{\varepsilon}$. Unter der Bedingung $x = \text{const}$ steht also U'_1 auf $\varepsilon t_2 + \frac{v^2 t_2}{\varepsilon c^2}$. Also ist

$$t'_2 = \varepsilon t_2 + \frac{v^2 t_2}{\varepsilon c^2},$$

und nach Multiplikation mit ε

$$\varepsilon t'_2 = t_2 \left(\varepsilon^2 + \frac{v^2}{c^2} \right) = t_2.$$

Das ist Gleichung 10) für die angenommene Lage der Anfangspunkte und der Anfangszeiten.

Zu Gleichung 12). Die Bedingung $t = \text{const}$ sagt aus, daß die Längen in beiden Systemen gemessen werden sollen, während die Uhren in K die gleiche Stellung haben. Das ist aber voraussetzungsgemäß in jedem Augenblick der Fall; also sagt $t = \text{const}$ nur aus, daß die beiden Längen $x_2 - x_1$ und $x'_2 - x'_1$ objektiv identisch sind, d. h. wegen $\lambda'_x = \varepsilon \lambda_x$

Fig. 2.

$$x_2 - x_1 = \varepsilon (x'_2 - x'_1),$$

und dies ist Gleichung 12).

Zu Gleichung 13). Die Bedingung $t' = \text{const}$ ist niemals im gleichen Augenblick für zwei verschiedene Punkte x'_1 und x'_2 erfüllt. Sie verlangt also, daß die beiden Punkte in verschiedenen Augenblicken betrachtet werden. In Fig. 2 sei x'_2 die Koordinate von B_2 und die Uhr dort stehe auf t'_2. Im gleichen Augenblick habe B_1 die Koordinate x'_1. Dann steht die K'-Uhr in B_1 auf $t'_2 + \frac{v(x'_2 - x'_1)}{c^2}$. In dem Augenblick, wo diese Uhr in dem bewegten

Punkt B_1 auf t'_2 stand, befand sich also B_1 um das in τ' gemessene Zeitintervall $\frac{v(x'_2 - x'_1)}{c^2}$ rückwärts von B_1. In τ-Einheiten gemessen beträgt dieses Zeitintervall $\frac{v(x'_2 - x'_1)}{\varepsilon c^2}$. In dieser K-Zeit hat B_1 in K einen Weg $B_3 B_1$ zurückgelegt, und da das mit der Geschwindigkeit v geschieht, ist der Betrag dieses Weges $B_3 B_1$ $= \frac{v^2(x'_2 - x'_1)}{\varepsilon c^2}$. Will man also den Abstand $x_2 - x_1$ unter der Bedingung $t' = \text{const}$ bestimmen, so muß man für x_1 den Wert nehmen, den es in B_3 hat. Und dann ist $x_2 - x_1 = B_3 B_1 + B_1 B_2$. $B_1 B_2$ ist nun in λ-Einheiten $= \varepsilon(x'_2 - x'_1)$, also ist

$$x_2 - x_1 = \varepsilon(x'_2 - x'_1) + \frac{v^2}{\varepsilon c^2}(x'_2 - x'_1),$$

d. h. nach Multiplikation mit ε

$$\varepsilon(x_2 - x_1) = (x'_2 - x'_1)\left(\varepsilon^2 + \frac{v^2}{c^2}\right) = x'_2 - x'_1,$$

und das ist Gleichung 13).

Unsere Gleichungen 6) bis 9) liefern also die Gleichungen 10) bis 13) ohne alle Hinweise auf eine etwas mystische Abhängigkeit der Größen von den Zuständen des Beschauers, einfach auf Grund der für die Messung vorgeschriebenen besonderen Bedingungen.

Die Bedingungen für Gleichungen 11) und 12) $x' = \text{const}$ und $t = \text{const}$ vertragen sich mit der direkten Messung; darum liefern sie nichts weiter, als was aus den Gleichungen $\tau' = \frac{\tau}{\varepsilon}$ und $\lambda'_x = \varepsilon \lambda$ hervorgeht. Die Bedingungen 10) und 13) dagegen schließen die direkte Messung identischer objektiver Längen und Zeiten aus. Sie liefern also nach unserer Terminologie eine „scheinbare Zeitgröße" $t'_2 - t'_1$ und eine „scheinbare Länge" $x_2 - x_1$, für deren Ermittelung in beiden Fällen die Einstellungsverschiedenheit der Uhren in K' in Anspruch genommen werden muß.

§ 5. Lorentztransformation, Fortsetzung. Nachdem somit dargetan ist, daß die Gleichungen 10) bis 13) keine Schwierigkeit für die in 6) bis 9) ausgedrückte Auffassung bilden, ist die Frage aufzuwerfen, ob die Gleichungen 6) bis 9) die einzigen sind, welche die Lorentztransformation darstellen können, oder ob es allgemeinere Gleichungen für die Einheiten und Epochen gibt, welche den gleichen Dienst leisten. Die Beantwortung derselben soll hier nur in kurzen Zügen angedeutet werden. Mit Rücksicht

auf die Tatsachen, daß erstens auf Grund der Signalisierung die Zeiteinheiten in K' notwendig an allen Stellen die gleiche Größe τ' haben, daß zweitens die Beziehungen zwischen den gestrichelten und ungestrichelten Größen linear sein müssen, daß drittens die Bewegung von K' gegen K in die x-Richtung fällt, kann man von vornherein setzen

$$\lambda'_x = \eta\,\lambda, \quad \lambda'_y = \lambda'_z = \vartheta\,\lambda, \quad \tau' = \zeta\,\tau, \quad t'_x = t'_0 + p\,x', \tag{14}$$

und kann in diesen Gleichungen η, ϑ, ζ und p als Unbekannte betrachten, welche aus den beiden Bedingungen zu bestimmen sind, daß

1. die EINSTEINsche Synchronisation durchgeführt wird, und daß
2. die Gleichung einer kugelförmigen Lichtwelle für die durch 14) dargestellte Transformation invariant sein soll.

Aus der Synchronisationsbedingung ergibt sich dann

$$p = -\frac{\eta}{\zeta}\,\frac{v}{c^2 - v^2}.$$

Aus der Bedingung, daß die Geschwindigkeit des Lichtes in der $\pm x$-Richtung den Wert c haben soll, folgt

$$\eta = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\zeta,$$

und damit wird

$$p = -\frac{v}{c^2}.$$

Hiermit ergibt sich

$$x = \zeta\,(x' + vt'), \quad y = \vartheta y', \quad z = \vartheta z', \quad t = \zeta\left(t' + \frac{vx'}{c^2}\right).$$

Substituiert man diese Werte in die Gleichung einer Lichtwellenkugel

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2,$$

so erhält man

$$\zeta^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)x'^2 + \vartheta^2 y'^2 + \vartheta^2 z'^2 = \zeta^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)c^2 t'^2.$$

Setzt man hierin willkürlich $\vartheta = 1$, so ergeben sich die Gleichungen 6) bis 9). Man kann aber die Invarianz offenbar allgemeiner herstellen, indem man setzt

$$\vartheta = \zeta\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

und daraus ergeben sich dann für die in Gleichung 14) aufgezählten Einheiten die Größen

$$\lambda'_x = \lambda\zeta\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right), \quad \lambda'_y = \lambda'_z = \lambda\,\zeta\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad \tau' = \zeta\tau. \tag{15}$$

*

Hierin kann für ξ eine beliebig gewählte endliche Zahl gesetzt werden, und diese Gleichungen enthalten die allgemeinste mögliche Grundlage der Lorentztransformation zwischen K und K'. Die Verallgemeinerung, welche hierin gegenüber den Gleichungen 6) bis 9) liegt, ist aber belanglos, sobald man sich auf den Standpunkt der Bewohner von K' stellt; denn sie sagt nur aus, daß es diesen frei steht, ihre Längeneinheiten für die $y'z'$-Ebene ganz beliebig zu wählen, wenn sie nur gleichzeitig die Einheit τ' so bestimmen, daß sich für ihre Lichtgeschwindigkeit in der $y'z'$-Ebene der vorgeschriebene Wert c ergibt. Der reale, in K' beobachtbare Inhalt der Gleichungen 15) liegt dann in dem Satze: Wenn die Bewohner von K' das Einsteinsche Postulat $V' = c$ erfüllen wollen, so müssen sie nach der x'-Richtung mit einer Längeneinheit messen, die ε mal so groß ist, wie die Einheit für die $y'z'$-Ebene. Der beobachtbare Inhalt unserer früheren Gleichungen 6) und 7)

$$\lambda'_x = \varepsilon \lambda, \quad \lambda'_y = \lambda'_z = \lambda$$

ist aber offenbar genau derselbe. Die in den Gleichungen 15) enthaltene Verallgemeinerung ist also vom Standpunkte der Bewohner von K' aus nicht wahrnehmbar und wird demgemäß im folgenden nicht mehr besonders berücksichtigt. Dann lautet das Ergebnis der bisherigen Untersuchung: Die Lorentztransformation von dem fiktiven System K auf K' beruht

1. auf Vorzeigung der Zeiteinheit und auf Einsteinscher Synchronisation [ausgedrückt in Gleichung 8) und 9), die in 3) oder 5) zusammengefaßt werden können];

2. auf der Benutzung von Längeneinheiten, welche bestimmt sind durch

$$\lambda'_x = \varepsilon \lambda, \quad \lambda'_y = \lambda'_z = \lambda.$$

Die Synchronisation ist als Grundlage notwendig, aber nicht hinreichend.

Man denke sich nun eine beliebige Anzahl von bewegten Systemen K', K'', K''' usw. und denke sich in jedem dieser Systeme die Einheiten der Länge und der Zeit, sowie die Epochen relativ zu dem fiktiven System K nach 6) bis 9) bestimmt. Dann gilt für jedes dieser Systeme das Einsteinsche Postulat $V^N = c$, also stehen sie alle zueinander in der Beziehung, welche durch die Lorentztransformation ausgedrückt ist. Aus ihrer Beziehung zu dem fiktiven System K ergibt sich der Satz, daß in jedem der

Systeme K^N im allgemeinen eine und nur eine ausgezeichnete Richtung existiert, nach welcher, wenn das EINSTEINsche Postulat erfüllt sein soll, mit einer anderen Einheit gemessen werden muß, als senkrecht dazu. Im übrigen kann man jetzt das System K aus der Vorstellung fallen lassen und hat dann in K', K'' usw. lauter Systeme, welche durch die Lorentztransformation miteinander in Beziehung gesetzt sind. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß für die einzelne Transformation von K^N auf K^{N+1} die gemeinsame Achse der x^N und x^{N+1} in die Richtung ihrer Relativbewegung gelegt sei und daß dabei v ihre Relativgeschwindigkeit bedeute.

Wir benutzen die Beziehung auf K noch für die folgenden Erwägungen:

Man kann die Frage aufwerfen, wie sich die Relativgeschwindigkeit irgend zweier Systeme durch die Geschwindigkeiten der einzelnen Systeme K^N gegen das fiktive System K ausdrückt. Wir betrachten zwei Systeme K' und K'', nennen v' die Geschwindigkeit von K' gegen K und v'' die Geschwindigkeit von K'' gegen K. Die Relativgeschwindigkeit von K'' gegen K', vom System K' aus betrachtet, heiße u, und diejenige von K' gegen K'', von letzterem System aus betrachtet, heiße w. Die Achse der x im System K sei in die Richtung der x', und die Achse der z senkrecht gegen die beiden Geschwindigkeiten v' und v'' gelegt, so daß v' und v'' parallel der xy-Ebene sind. Die Achse der x'' mache mit derjenigen der x' in K den Winkel φ.

Dann hat K gegen K' eine Geschwindigkeit, deren Komponenten sind $-v$, o, o. K'' hat gegen K eine Geschwindigkeit mit den Komponenten $v''\cos\varphi$, $v''\sin\varphi$, o. Diese beiden Geschwindigkeiten sind im System K' zusammenzusetzen, ergeben also für die Geschwindigkeit von K'' gegen K'

$$u_{x'} = \frac{v''\cos\varphi - v'}{1 - \frac{v'v''}{c^2}\cos\varphi},$$

$$u_{y'} = \frac{v''\sin\varphi\sqrt{1-\frac{v'^2}{c^2}}}{1 - \frac{v'v''}{c^2}\cos\varphi}, \qquad 16)$$

$$u_{z'} = o.$$

Damit wird

$$u^2 = \frac{v'^2 + v''^2 - 2\,v'v''\cos\varphi - \left(\frac{v'v''}{c}\sin\varphi\right)^2}{\left(1 - \frac{v'v''}{c^2}\cos\varphi\right)^2}.$$

Ganz analog ergibt sich für die von K'' aus gesehene Geschwindigkeit von K' gegen K''

$$w_{x''} = \frac{v'\cos\varphi - v''}{1 - \frac{v'v''}{c^2}\cos\varphi},$$

$$w_{y''} = \frac{-v'\sin\varphi\sqrt{1 - \frac{v''^2}{c^2}}}{1 - \frac{v'v''}{c^2}\cos\varphi}, \qquad 17)$$

$$w_{z''} = o,$$

und es wird, wie es sein muß,

$$w = -u.$$

Man könnte nun auf den Gedanken kommen, für die Einheiten, welche einerseits in K', andererseits in K'' gebraucht werden, Beziehungsgleichungen in der einfachen Form der Gleichungen 6) bis 9) aufzustellen und etwa zu setzen:

$$\lambda''_x = \lambda'_x\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}, \quad \lambda''_y = \lambda'_y, \quad \lambda''_z = \lambda',$$

$$\tau'' = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, \quad t''_x = t''_0 - \frac{ux''}{c^2} \text{ für } t' = \text{const.}$$

Man überzeugt sich leicht, daß diese Gleichungen in der Tat genügen würden, um den Übergang vom System K' zu K'' zu bewerkstelligen. Aber die Gleichwertigkeit der Systeme K' und K'' verlangt, daß dann auch dieselben Gleichungen für den Übergang von K'' zu K' dienen, d. h. es müßte z. B. gleichzeitig sein:

$$\lambda''_x = \lambda'_x\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \text{ und } \lambda'_x = \lambda''_x\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}},$$

und diese beiden Gleichungen stehen, da es sich um direkte Messungen handelt, miteinander durchaus im Widerspruch, sobald u einen endlichen Wert hat; das angedeutete Verfahren ist also unzulässig. Eine einfache Betrachtung zeigt, daß es unmöglich

ist, die Beziehung zwischen den Einheiten in K'' und K' durch die Relativgeschwindigkeit u oder w allein auszudrücken. Es genügt für diesen Zweck, den Spezialfall $\varphi = o$ zu betrachten, in welchem die drei Achsen der x, x' und x'' die gleiche Richtung haben. In diesem Falle ist offenbar

$$\frac{\lambda''_x}{\lambda'_x} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\sqrt{1 - \frac{v''^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \frac{v'^2}{c^2}}}$$

und

$$u = -w = \frac{v'' - v'}{1 - \frac{v'v''}{c^2}}.$$

Diese letztere Gleichung bestimmt u, und es ist offenbar unmöglich, mit ihr die beiden Größen v' und v'' aus der Gleichung für λ''_x/λ'_x zu eliminieren.

Alle Erörterungen der §§ 3 bis 5 beruhen auf der Voraussetzung, daß die Bewohner irgend eines Systems K^N ihre Längen und Zeiten direkt messen. Das ist meines Erachtens die einzige Voraussetzung, unter der die Lorentztransformation und mit ihr das Relativitätsprinzip auf Beobachtungen anwendbar ist, wie sie auf der Erde gemacht werden. Denn die Bewohner eines beliebigen Systems K^N (Erde) messen die Zeit an irgend einem Ort mit einer daselbst in ihrem System ruhenden Uhr, messen sie also direkt, und ebenso messen sie ihre Längen, soweit dieselben zugänglich sind, direkt mit Einheitsmaßstäben, soweit sie nicht unmittelbar zugänglich sind, mit (im allgemeinsten Sinne) trigonometrischen Hilfsmitteln, und dies kommt, wenigstens soweit es sich um Objekte handelt, die im System K^N ruhen, der direkten Messung gleich. Sind die Objekte im System K^N bewegt, so treten allerdings Abweichungen ein, die leicht zu verfolgen sind, aber hier übergangen werden können. (Vgl. übrigens hierzu § 6a, Absatz c.)

§ 6. Das Relativitätsprinzip. Für das Folgende genügt es, die Anwendung des Relativitätsprinzips auf optische Erscheinungen in Betracht zu ziehen. Bei dieser Beschränkung reduziert sich das Prinzip offenbar auf das Einsteinsche Postulat, mit dessen physikalischer Bedeutung wir uns nunmehr beschäftigen wollen.

Im § 3 wurde die Untersuchung auf die Annahme gegründet: „Ein Einheitsmaßstab, der in einem beliebigen System K^N ruhend gegeben ist, ändert seine objektive Länge nicht, wenn er parallel mit sich selbst an einen anderen Ort des gleichen Systems verschoben und dort wieder zur Ruhe gebracht wird.“ Innerhalb dieser Voraussetzung sind noch zwei Fälle möglich, nämlich: Die objektive Länge des ruhenden Einheitsmaßstabes ist von seiner Richtung 1) unabhängig oder 2) abhängig. Je nachdem man die eine oder die andere dieser Bedingungen zugrunde legt, ergeben sich zwei verschiedene Auffassungen des Relativitätsprinzips.

In beiden Fällen kann das Einsteinsche Postulat vollständig ersetzt werden durch unsere Gleichungen 6) bis 9), von denen die beiden letzten die Zeitmessung, die beiden ersten die Längenmessung in K^N bestimmen.

§ 6a. Erste Auffassung. Die objektive Länge eines ruhenden Einheitsmaßstabes sei von seiner Richtung unabhängig; dann ist 1. die Einführung der Einsteinschen Synchronisation für ein System K' ein willkürlicher Akt, und 2. ist die Bestimmung, daß nach der Richtung der x' mit einer Längeneinheit gemessen wird, die ε mal so groß ist, wie die Einheit für Messungen in der $y'z'$-Ebene, eine rein willkürliche Festsetzung, die von den Bewohnern des Systems K' mit Bewußtsein getroffen werden muß. Es folgt unmittelbar: Das Einsteinsche Postulat hat überhaupt keinen physikalischen Inhalt. Es sagt nur aus, wie die Einheiten und Einstellungen willkürlich gewählt werden müssen, wenn man ihm genügen will. Die Folgerungen, welche aus ihm gezogen werden können, gelten nur für ein System, in dem diese willkürliche Wahl stattgefunden hat. Die Lorentztransformation ist in diesem Fall eine rein mathematische Operation, die als solche natürlich ihren Wert behält, aber an sich keine physikalische Tatsache enthält.

Einstein betrachtet a. a. O., S. 903 einen Körper, der in demjenigen Koordinatensystem, in welchem er ruht, die Gestalt einer Kugel hat, und zeigt, daß die Gleichung dieser Kugel in einem anderen berechtigten System in die Gleichung eines Rotationsellipsoids übergeht. Er schließt, daß die x-Dimension eines bewegten starren Körpers im Verhältnis $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}:1$ verkürzt erscheint, wenn er vom ruhenden System aus betrachtet wird, und

führt fort: „Für $v = c$ schrumpfen alle bewegten Objekte — vom »ruhenden« System aus betrachtet — in flächenhafte Gebilde zusammen". Ob der Schluß korrekt ist, soll hier noch nicht untersucht werden, jedenfalls geht aber aus dem zweimal wiederholten Zusatz „vom ruhenden System aus betrachtet" hervor, daß EINSTEIN im Jahre 1905 von der hier behandelten ersten Auffassung ausgegangen ist. Die Dimensionsänderung des betrachteten Körpers ist eine scheinbare, die nur subjektiv für den Beobachter dadurch gegeben ist, daß der betrachtete Körper sich relativ zu ihm bewegt. Von derselben Auffassung geht auch M. PLANCK[1]) aus, wenn er die bekannten Untersuchungen von HERGLOTZ, NÖTHER, v. IGNATOWSKI, BORN und anderen Autoren über die Möglichkeit starrer oder fester Körper auf dem Boden des Relativitätsprinzips ablehnt: Die Verkürzung in der x-Richtung bezieht sich nicht auf die bewegten Körper selbst, sondern nur auf ihre Erscheinung für einen ruhenden Beobachter.

Von dieser Auffassung aus ergibt sich nun eine Reihe von Konsequenzen, die hier in möglichst kurzer Übersicht angegeben werden soll.

a) Die bekannte Gleichung für zwei beliebige Systeme

$$x_2'' - x_1'' = \varepsilon\,(x_2' - x_1')_{t'' = \text{const}} \qquad 18)$$

enthält eine rein kinematische Beziehung und sagt nichts aus über die von K'' aus gesehene Länge der Strecke $x_2' - x_1'$. Man hat die scheinbare Verkürzung, welche in ihr ausgedrückt ist, als „Lorentzkontraktion" bezeichnet, weil sie dem Betrage nach mit der allbekannten Kontraktion übereinstimmt, die von H. A. LORENTZ und FITZGERALD hypothetisch eingeführt wurde, um den MICHELSONschen Versuch zu erklären. Hält man sich aber an die hier behandelte Auffassung, so ist das nicht motiviert; denn die Kontraktion in der obigen Gleichung beruht nur auf der Stellung der Uhren, der Wahl der Einheiten und der Bedingung $t'' = \text{const}$, kann also nur als „scheinbare" Längenänderung bezeichnet werden, und sie trifft alle Messungen, also auch die Länge der Lichtwellen; die echte von LORENTZ und FITZGERALD eingeführte Lorentzkontraktion hingegen ist physischer Art; sie erfüllt ihren Zweck nur dann, wenn sie den in Frage kommenden Arm des

[1]) M. PLANCK, Phys. ZS. 10, 917, 1909.

MICHELSONschen Apparates verkürzt und gleichzeitig die Länge der Lichtwellen unverändert läßt. Auch ist die hypothetische Begründung, die ihr von H. A. LORENTZ[1]) gegeben wurde, physischer, nicht kinematischer Art.

b) Dementsprechend kann das Relativitätsprinzip in dieser Auffassung den MICHELSONschen Versuch — vorausgesetzt, daß die übliche Deutung desselben richtig ist — nicht erklären. Denn die Erklärung wäre ohne weiteres gegeben, wenn ein Arm[2]) des MICHELSONschen Apparates bei einer Drehung aus der y'-Richtung in die x'-Richtung sich automatisch im Verhältnis λ'_x/λ'_y verkürzte; da er das nicht tut, muß die Interferenzerscheinung sich so ändern, als wäre er im Verhältnis λ'_y/λ'_x verlängert. Hält man sich demnach an die hier gegebene Auffassung, so würde der MICHELSONsche Versuch keine experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzips enthalten.

c) Nebenbei ergibt sich, daß der soeben erwähnte EINSTEINsche Schluß auf das Aussehen eines bewegten Körpers vom ruhenden System aus nicht korrekt ist. (Der Angriff ist nicht zu umgehen, weil der Schluß so weittragende Folgen gehabt hat.) Wenn ein und dieselbe starre Kugel im System K die Gleichung $x^2 + y^2 + z^2 = R^2$ und im System K' die Gleichung $(\varepsilon x')^2 + y'^2 + z'^2 = R^2$ hat, so bedeutet das nicht, daß sie von dem einen oder anderen System aus „gesehen" wird, sondern daß ihre Dimension in der x-Richtung im System K' mit einer anderen Einheit gemessen wird. Der Satz, daß die bewegte Kugel (und jeder andere Körper) in der x-Richtung abgeplattet erscheint, ist allerdings richtig, aber das Maß der Abplattung wird nicht durch die Lorentzkontraktion gegeben. Dieselbe ist vielmehr von erster Ordnung in $\frac{v}{c}$.

Um die Erörterung nicht durch eine längere Rechnung aufzuhalten, nehmen wir den einfachsten Fall an: Im Anfangspunkt A_0 des Systems K sei als Beobachter eine Camera obscura mit unendlich kurzem Momentverschluß gegeben, und eine Kugel vom Radius R bewege sich mit ihrem Mittelpunkt auf der Achse x mit einer Geschwindigkeit, die, nach der positiven x-Richtung gemessen, v sei. Der Endpunkt des in die x-Achse fallenden Durchmessers, welcher dem Anfangspunkt A_0 zunächst liegt, heiße P, Fig. 3, und habe zur K-Zeit Null die Koordinate x_1; der entgegengesetzte

[1]) H. A. LORENTZ, Versuch einer Theorie usw., Leiden 1895, § 91.

[2]) Der zweite Arm liege in der z'-Richtung und bleibe bei der Drehung liegen.

Endpunkt heiße Q und habe x_2. Das Licht, welches zur Zeit Null von x_1 ausging, langt in A_0 an zur Zeit $\frac{x_1}{c}$. Das Licht, welches im gleichen Augenblick von x_2 ausgeht, würde zu einer späteren Zeit in A_0 anlangen. Der Endpunkt Q befand sich nun zu einer früheren Zeit $-t$ in einem Punkt x_3 zwischen x_1 und x_2. Dann ist offenbar $t = \frac{x_2 - x_3}{v}$. x_3 läßt sich nun so bestimmen, daß das Licht, welches zur Zeit $-t$ von x_3 ausging, gerade zur Zeit $\frac{x_1}{c}$ in A_0 ankommt. Dazu muß die Gleichung erfüllt sein:

$$\frac{x_3}{c} - t = \frac{x_1}{c},$$

und hiermit ergibt sich leicht:

$$x_3 - x_1 = \frac{c}{c+v}(x_2 - x_1).$$

Die Camera obscura bildet also gleichzeitig die beiden Punkte x_1 und x_3 ab, d. h. für den in A_0 ruhenden Beobachter ist die Strecke $x_3 - x_1$ die scheinbare Länge des betrachteten Durchmessers.

(Die der Kürze wegen gewählte Stellung der Camera obscura, bei welcher P und Q auf dem gleichen Bildpunkte abgebildet werden, beeinträchtigt natürlich die prinzipielle Bedeutung der Rechnung nicht.) Da in der ganzen Rechnung nur die Lichtgeschwindigkeit c in Anspruch genommen wird, gilt sie für jedes berechtigte System. Die scheinbare Abflachung ist also von erster Ordnung in $\frac{v}{c}$; nimmt man v negativ, so geht sie in Verlängerung über, und für $v = -c$ würde diese Verlängerung unendlich werden. Es darf daraus aber nicht geschlossen werden, daß die Geschwindigkeit $v = -c$ unmöglich sei; es ist vielmehr nur zu schließen, daß für gewisse Geschwindigkeiten das Licht kein geeignetes Beobachtungsmittel ist. (Das qualitative Resultat dieser Erwägung bleibt erhalten, wenn man die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit fallen läßt. Es bleibt sogar auch dann bestehen, wenn man sich Organismen denkt, die ihre Ortsvorstellungen mit Hilfe von kleinen Schallwellen bilden, und dann würde die Schallgeschwindigkeit hier an die Stelle der Lichtgeschwindigkeit treten. Dabei ist das Wort Schallgeschwindigkeit in seiner ganzen Vieldeutigkeit zu nehmen; die Lichtgeschwindigkeit ist übrigens ebenso vieldeutig, sobald man Fortpflanzung durch brechende Medien zuläßt.)

Fig. 3.

Q x_2, x_3, P x_1, A_0

d) Stellen wir uns nun auf den Standpunkt der Bewohner des bewegten Systems K' und weisen diesen die Aufgabe zu, die Lichtgeschwindigkeit in ihrem System zu bestimmen. Sie messen dabei die Zeit t', wie schon gesagt, direkt mit synchronisierten



Uhren und messen ihre Längen prinzipiell direkt. Dann sind zwei Fälle möglich:

Erster Fall: Sie finden ohne weiteres Zutun, daß die Geschwindigkeit V in ihrem System nach allen Richtungen denselben Wert hat. Dann ist K' (und selbstverständlich jedes andere System, welches relativ zu K' in Ruhe ist) das einzige System, welches diese Eigenschaft hat. Denn ist K'' irgend ein System, welches sich mit der Geschwindigkeit v gegen K' bewegt, so muß in K'' nach der Richtung dieser Bewegung mit der Längeneinheit $\lambda''_y \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ gemessen werden, wenn die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nach allen Richtungen in K'' herauskommen soll. Mißt man also in K'' mit derselben Längeneinheit nach allen Richtungen, so ergibt sich für die Ausbreitungsoberfläche einer von einem Punkt ausgehenden Lichtstörung nicht eine Kugel, sondern ein Sphäroid.

Zweiter Fall: Die Bewohner von K' finden, wenn sie mit ihren unveränderlichen Längeneinheiten die Lichtgeschwindigkeit messen, für die Ausbreitungsfläche einer von einem Punkt ausgehenden Lichtstörung nicht eine Kugel, sondern ein Sphäroid vom Achsenverhältnis $a:1$. Die Richtung der ungleichen Achse dieses Ellipsoids ist für sie eine ausgezeichnete Richtung, und sie können mit Hilfe ihrer Messungen ein System K bestimmen, welches sich in dieser Richtung gegen ihr System mit der Geschwindigkeit $-v$ bewegt, wenn v bestimmt ist durch die Gleichung

$$a = \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}.$$

In diesem System K ist dann die Lichtgeschwindigkeit nach allen Richtungen konstant, wenn nach allen Richtungen mit der gleichen Längeneinheit gemessen wird; und nach dem, was zum ersten Fall gesagt wurde, ist dann wieder K das einzige System, welches diese Eigenschaft hat. Die Bestimmung von K aus der vorstehenden Gleichung ist zweideutig; das Vorzeichen von K kann mit Hilfsmitteln, auf die hier nicht eingegangen werden soll, auf der rotierenden Erde z. B. durch Vergleichen der Einsteinschen Zeit mit der bürgerlichen Zeit, bestimmt werden.

Wir kommen hiernach zu dem Schluß: Auf Grund der ersten Auffassung läßt sich jederzeit ein Koordinatensystem K angeben,

welches dadurch ausgezeichnet ist, daß in ihm keine ausgezeichnete Richtung für die Längenmessung existiert.

§ 6b. Zweite Auffassung. Die objektive Länge eines Einheitsmaßstabes, der in irgend einem Koordinatensystem gegeben ist, hängt ab von seiner Richtung in diesem System. Dann muß die Art der Abhängigkeit so postuliert werden, daß sie dem EINSTEINschen Postulat entspricht, und es liegt auf der Hand, daß dies dann und nur dann der Fall ist, wenn sie durch die Lorentzkontraktion dargestellt wird.

Und zwar handelt es sich hierbei um die echte Kontraktion von LORENTZ und FITZGERALD. Sie muß physischer Natur, und damit von Bewußtsein und Willkür der Bewohner des Systems K' unabhängig sein.

Die nächste Folgerung hieraus ist die, daß alle Körper, aus denen man Einheitsmaßstäbe herstellen kann, von der gleichen Kontraktion betroffen werden. Weiter geht diese Folgerung aber zunächst nicht. Es mag wahrscheinlich sein, daß sie sich auch auf Flüssigkeiten und Gase erstreckt; mit dem elektromagnetischen Feld als dem Medium, in welchem sich die Lichtwellen fortpflanzen, hat sie nichts zu tun, im Gegenteil, sie muß als echte Lorentzkontraktion dieses unberührt lassen. Die nächsten Folgerungen liegen auf der Hand: Der MICHELSONsche Versuch ist ohne weiteres erklärt, zugleich aber bekommen die oben erwähnten Untersuchungen von HERGLOTZ, BORN und anderen Autoren über das Verhalten starrer oder fester Körper eine durchaus reale Grundlage. Die Lorentzkontraktion ist der physische Inhalt des EINSTEINschen Postulates.

Zugleich ergeben sich aber neue Schwierigkeiten. Zunächst teilen sich alle auf der Erde möglichen Versuche in zwei Klassen, nämlich

erstens solche, in welche eine Zeitmessung eingeht; ihr spezifisches Kennzeichen liegt darin, daß sie falsch werden, wenn man eine der gebrauchten Uhren falsch stellt;

zweitens Versuche, in welche keine Zeitmessung eingeht; hierher gehören alle reinen Koinzidenzversuche, wie z. B. Beobachtungen über Interferenz. Diese bleiben richtig, wenn alle Uhren der Welt falsch gestellt werden.

Als Erfahrungsgrundlage für das Relativitätprinzip dienen bis jetzt nur Versuche der zweiten Art, und da aus diesen die Zeit eliminiert ist, können für sie nur die Verhältnisse der Längenmessung in Betracht kommen, d. h. sie sind sämtlich in letzter Linie durch die Lorentzkontraktion zu erklären. Dann aber macht die Lorentzkontraktion, soweit es sich um bisherige irdische Erfahrungen handelt, das Relativitätsprinzip überflüssig.

Vor allem aber setzt folgende Erwägung ein: Wir haben oben eine reale Lorentzkontraktion postuliert, ohne vorläufig ihre Bedeutung genügend festzustellen; soll das geschehen, so ist offenbar erforderlich, daß angegeben wird, ob sie zwischen irgend zwei beliebigen Koordinatensystemen eintritt, oder ob sie auf eine ausgezeichnete Grundlage zu beziehen ist. Das erstere führt sofort auf einen krassen Widerspruch; denn wenn zwei Systeme K' und K'' gegeben sind, die gegeneinander die Relativgeschwindigkeit $u = -w$ haben, so würde folgen, daß ein fester Körper beim Übergang von K' zu K'' sich in der Richtung von u im Verhältnis $\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} : 1$ verkürzt, und daß er sich beim Rückgang von K'' nach K' zum zweitenmal im Verhältnis $\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}} : 1$ verkürzt; da $w^2 = u^2$ ist, wären die beiden Verhältnisse einander gleich, also müßte der feste Körper im System K' nach der x'-Richtung eine Dimension R und gleichzeitig die Dimension $R\left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)$ haben, und diese Folgerung ließe sich offenbar noch bis in beliebig hohe Potenzen von $1 - \frac{u^2}{c^2}$ fortsetzen. Dies hängt mit dem am Schluß von § 5 aufgestellten Satz zusammen, wonach das Verhältnis der Längeneinheiten, mit denen in zwei beliebigen Systemen K' und K'' gemessen wird, sich durch die bloße Relativgeschwindigkeit u dieser Systeme überhaupt nicht ausdrücken läßt. Danach kann die Lorentzkontraktion, welche eintritt, wenn man einen Körper aus einer Ruhelage in K' in eine Ruhelage in K'' bringt, durch u allein überhaupt nicht ausgedrückt werden. Ein einfacher Ausdruck für dieselbe ist offenbar nur dann möglich, wenn wir unter K' das ausgezeichnete System K des § 6a verstehen; dann ist $u = v''$ der früheren Bezeichnung, und der Betrag der Lorentz-

kontraktion in K'' wird durch das Verhältnis $\sqrt{1 - \frac{v''^2}{c^2}} : 1$ dargestellt. Die Bewohner von K'' sind dann aber auch offenbar in der Lage, das System K zu ermitteln, indem sie irgend einem festen Körper in ihrem System Geschwindigkeiten q''_x, q''_y, q''_z nach drei verschiedenen Richtungen erteilen und die zusätzlichen Kontraktionen, welche dabei auftreten, beobachten[1]). Die Durchrechnung des Verfahrens kann hier wohl als selbstverständlich übergangen werden. Genügende Genauigkeit der Beobachtungen ist hier, wo es sich nur um die Frage der prinzipiellen Möglichkeiten, also um reine Gedankenexperimente handelt, immer voraussetzbar.

Hiernach ist das System K in der zweiten Auffassung dadurch ausgezeichnet, daß jeder feste Körper in ihm seine maximalen Dimensionen hat, die man unbedenklich als seine „natürlichen" Dimensionen bezeichnen kann.

Zusammenfassung. Zieht man nicht bloß die Festsetzungen über die Zeitmessung, sondern auch diejenigen über Längenmessung in Betracht, welche erforderlich sind, um die Gleichungen der Lorentztransformation zu begründen, so ergibt sich, daß zwei Fälle möglich sind:

1. Es existiert keine echte Lorentzkontraktion. Dann hat das EINSTEINsche Postulat keinen physikalischen Inhalt, und die Gleichungen der Lorentztransformation enthalten eine rein mathematische Transformationsvorschrift; sie erklären den MICHELSONschen Versuch nicht.

2. Die physische Lorentzkontraktion existiert. Dann bildet sie den physikalischen Inhalt des EINSTEINschen Postulates, und sie reicht allein aus zur Erklärung derjenigen Versuche, welche zurzeit als erfahrungsmäßige Begründung des Relativitätsprinzips angesehen werden.

In beiden Fällen läßt sich ein ausgezeichnetes Koordinatensystem angeben; im ersten Fall ist dasselbe durch den Mangel einer ausgezeichneten Richtung charakterisiert, im zweiten Fall dadurch, daß die festen Körper in ihm maximale Dimensionen haben.

---

[1]) Die Beobachter müssen in K' ruhen und die der Relativbewegung des Körpers nach § 6a, Absatz c entsprechende Korrektion anbringen!

Gibt es in der Welt ein Medium oder ein Feld, dessen Teile relativ zueinander in Ruhe sind, und welches die Zustandsänderungen der verschiedenen Körper vermittelt, so hat das ausgezeichnete Koordinatensystem K offenbar die Eigenschaften, welche man einem in diesem Medium oder Feld ruhenden Koordinatensystem zuschreiben muß. Dabei ist es für alle vorstehenden Deduktionen gleichgültig, ob man das Wirkungen Vermittelnde, in welchem K ruht, mit dem Namen „Äther“ oder „elektromagnetisches Feld“ belegt. Das Unbequeme, was aus der vorstehenden Untersuchung hervorgeht, liegt darin, daß die Konsequenzen dieselben sind, einerlei, ob man von den Grundlagen der klassischen Physik oder vom Relativitätsprinzip ausgeht: Man wird in beiden Fällen auf eine absolute Grundlage, das „ruhende“ System K geführt. Durch die Einführung des Relativitätsprinzips in die Theorie der Lichtfortpflanzung wird also der Lorentzschen Optik gegenüber kein greifbarer physikalischer Fortschritt gewonnen.

Über den Einfluss von Bestrahlungen auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen; von Wilhelm H. Westphal.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 12. Juni 1914.)

(Vgl. oben S. 567.)

Kürzlich hat W. KÜPPER [1]) Versuche veröffentlicht, aus denen er den Schluß zieht, daß die Schallgeschwindigkeit in Gasen durch Bestrahlungen mit Röntgenstrahlen usw. heraufgesetzt wird und zwar um 1 bis 2 Proz. W. KÜPPER glaubt diesen Befund aus der infolge der Ionisation eintretenden Dissoziation deuten zu können, indem diese im Sinne der Theorie von BOLTZMANN zu einer Erhöhung von c_p/c_v führen solle.

Diese Versuche haben wohl allgemein beträchtliches Aufsehen erregt. Es schien deshalb wichtig, sie an anderer Stelle zu wiederholen. Dies ist mir aber trotz genauer Kopierung des von Herrn KÜPPER benutzten Apparates nicht geglückt. Trotzdem dieser Versuch also absolut negativ ausgefallen ist, glaube ich ihn veröffentlichen zu sollen, da daraus hervorgeht, daß zur Erzielung des Effektes Bedingungen erforderlich sind, die zwar von Herrn KÜPPER getroffen worden sind, zu deren Reproduktion aber seine Angaben offenbar nicht genügen. Ich glaube, daß der negative Ausfall insofern interessant ist, als er darauf hinweist, daß dem Effekt doch nicht so einfache Verhältnisse zugrunde liegen, wie Herr KÜPPER annimmt.

Die von mir verwandte Apparatur war, wie gesagt, in allen wesentlichen Punkten mit der von Herrn KÜPPER identisch. Es sei deshalb auf dessen Arbeit verwiesen. Ein Unterschied bestand nur insofern, als ich die Benutzung eines Kontrollrohres dadurch umging, daß ich den Saitenunterbrecher durch eine gleichgestimmte Stimmgabel kontrollierte, was unter Beachtung der Schwebungen mit absoluter Genauigkeit zu erreichen war. Ferner benutzte ich zur Messung der Temperatur nicht Thermoelemente, sondern ein in den Gasraum ragendes Thermometer. Der Apparat arbeitete ausgezeichnet und lieferte, ob ohne oder mit Bestrahlung stets auf

---

[1]) W. KÜPPER, Diss., Marburg 1912; Ann. d. Phys. (4) 43, 905 (1914).

etwa $^1/_{10}$ Proz. genau den der betreffenden Temperatur theoretisch entsprechenden Wert der Schallgeschwindigkeit. Es kann hier deshalb von der Angabe von Zahlen abgesehen werden.

Die Versuche wurden nur mit Luft angestellt, die stets gut getrocknet in das Rohr eingeführt wurde. Es ist zu bedauern, daß Herr KÜPPER keine Versuche mit feuchten Gasen angestellt hat, trotzdem er die Trocknung für sehr wesentlich erklärt. Von den Bestrahlungsarten, die Herr KÜPPER verwandte, habe ich mich auf Röntgenstrahlen (starkes Wasserkühlrohr bei höchster Belastung) beschränkt, die bei ihm die weitaus stärksten Effekte gaben, und habe außerdem Versuche mit einer kräftigen Spitzenentladung gemacht.

Ich will mit der Veröffentlichung dieses negativen Befundes nicht die Behauptung aufstellen, daß der von Herrn KÜPPER gefundene Effekt auf eine Fehlerquelle zurückzuführen sei, sondern vor allem dazu anregen, die eigentlichen Bedingungen für sein Auftreten zu suchen. Ich kann allerdings meine Bedenken über die Auffassung als einen reinen Effekt im Gase nicht verhehlen. Es ist doch schwer einzusehen, wie die Größe des Effektes mit der relativ winzigen Zahl der Ionen im Gase vereinbar sein soll. Dies sagt auch F. RICHARZ[1]) in einer Diskussion der Versuche von W. KÜPPER und er spricht die Vermutung aus, es könne sich um eine Lockerung der Molekülverbände handeln, also um eine Annäherung an den einatomigen Zustand. Gegen die Annahme eines reinen Gaseffektes spricht sein, wenn auch schwaches Andauern nach Schluß der Bestrahlung, sowie die Tatsache, daß er durch das Hindurchschieben des fast lumenfüllenden Mikrophons und die dadurch bewirkte starke Durchmischung des Gases nicht weitgehend zerstört wird. Es bleibt doch die Möglichkeit sehr zu erwägen, ob hier nicht vielleicht Wandladungen eine Rolle spielen. Auch wenn dies sich bewahrheiten sollte, würde es sehr interessant sein, denn eine solche Beeinflussung der Schallgeschwindigkeit, und obendrein im Sinne einer Vergrößerung, wäre ja eine völlig neue physikalische Tatsache.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1914.

---

[1]) F. RICHARZ, Sitzungsber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. z. Marburg Nr. 3, 7. Mai 1913.

Die Schallgeschwindigkeit in Argon und der Einfluss der Röntgenstrahlen auf diese;

von Franz Strieder.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 12. Juni 1914.)

(Vgl. oben S. 568).

Die Messung der Schallgeschwindigkeit geschah mittels der KUNDTschen Röhre in der von BEHN und GEIGER [1]) angegebenen und von ihnen für Helium angewandten Modifikation.

Eine beiderseits geschlossene Röhre enthielt das Gas und eine kleine Menge Korkpulver. Die Longitudinalschwingungen der passend abgestimmten Röhre erzeugten in einer ihr genäherten einseitig geschlossenen Röhre die entsprechenden Halbwellenlängen in Luft. Bei einer mittleren Temperatur von 18,3° C wurde gefunden:

$$\lambda_{\text{Luft}} = 4{,}985 \text{ cm},$$
$$\lambda_{\text{Argon}} = 4{,}615 \text{ cm}.$$

Hieraus ergibt sich, die Schallgeschwindigkeit in Luft zu

$$V_{\text{Luft}} = 331 \sqrt{1 + \alpha\, 18{,}3}$$

genommen,

$$V_{\text{Argon}} = V_{\text{Luft}} \frac{\lambda_{\text{Argon}}}{\lambda_{\text{Luft}}} = 316{,}56 \text{ m/sec.}$$

Unter der Annahme der vollständigen Reinheit des Gases bestimmt sich hieraus

$$\varkappa_{\text{Argon}} = 1{,}669$$

in befriedigender Übereinstimmung mit den Resultaten von NIEMEYER [2]).

Im Hinblick auf die Ergebnisse der Untersuchungen von W. KÜPPER [3]) über den Einfluß von Röntgenstrahlen auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen stellte ich die entsprechenden Untersuchungen für Argon an. Das Resultat war negativ. Innerhalb der Fehlergrenzen ergab sich für bestrahltes und unbestrahltes Gas dieselbe Schallgeschwindigkeit.

---

[1]) BEHN und GEIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 657, 1907.
[2]) O. NIEMEYER, Diss. Halle 1902.
[3]) W. KÜPPER, Diss. Marburg 1912. Ann. d. Phys. 43, 905, 1914.

Das zur Untersuchung dienende Gas war als Rohargon von Dr. THIELE und Dr. FROBOESE, Berlin, bezogen und nach der Methode von G. GEHLHOFF[1]) gereinigt worden.

Ob das negative Resultat darauf zurückzuführen ist, daß KÜPPER mehratomige Gase untersuchte, ich dagegen ein einatomiges, oder ob es durch die wesentlichen Verschiedenheiten der von KÜPPER und von mir benutzten Apparaturen und Methoden bedingt war, bleibe vorläufig dahingestellt. Jedenfalls sollen mit der von mir bei Argon benutzten Apparatur auch zweiatomige Gase untersucht werden.

Physikal. Inst. d. Univ. Marburg i. H.

---

[1]) G. GEHLHOFF, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 271—277, 1911.

Über die Polarisation kurzer Hertzscher Wellen durch metallische Gitter;

von Hermann Behnken.

(Auszug aus der Berliner Dissertation.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Mai 1913.)
(Eingegangen am 26. Juni 1914.)

Durch Untersuchungen von du Bois und Rubens[1]) über die polarisierende Wirkung sehr feiner Metalldrahtgitter, die in den Weg von polarisierter ultraroter Strahlung gestellt wurden, ist vor einiger Zeit die Aufmerksamkeit wieder auf das komplizierte Gitterproblem gelenkt worden, welches von den genannten Forschern bereits früher experimentell behandelt worden ist[2]). Als wesentlichstes Ergebnis hat sich bei diesen Untersuchungen herausgestellt, daß das Durchlässigkeitsverhältnis $\mathfrak{n}^2 = \frac{Q_s}{Q_p}$ (Q_s = durchgelassener Bruchteil der einfallenden Strahlung, wenn der einfallende Strahl senkrecht zur Drahtrichtung polarisiert ist; Q_p = durchgelassener Bruchteil, wenn der einfallende Strahl parallel zur Drahtrichtung polarisiert ist) mit wachsender Wellenlänge im Ultrarot sehr bald ein Maximum bei Wellenlängen von 0,8 bis 1,3 μ zeigt, während später eine Inversion ($\mathfrak{n}^2 = 1$) etwa zwischen 2 und 3 μ eintritt, derart, daß von da ab für größere Wellenlängen die Polarisation im Hertzschen Sinne erfolgt, und zwar um so mehr, je größer die Wellenlänge im Vergleich zur Gitterkonstante ist. Wurden aber die Gitter schräg in den Strahlengang gestellt, so daß die Gitterfront nicht mit der Wellenebene zusammenfiel, so nahm unter Umständen die Hertzsche Polarisation wieder ab und unter ganz bestimmten Verhältnissen trat sogar nochmals eine Inversion auf, so daß die Gitter auch längere Wellen wieder im optischen Sinne polarisierten. Auf Anregung von Herrn Geheimrat Rubens unternahm der Verfasser im Physikalischen Institut der Berliner Universität Ver-

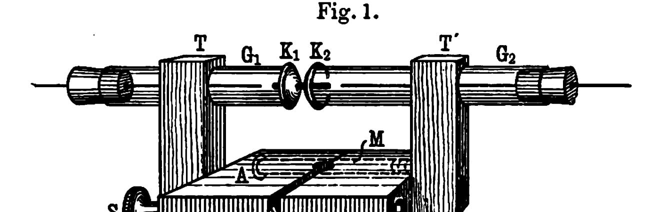
---

[1]) H. du Bois und H. Rubens, Ann. d. Phys. (4) 35, 243, 1911.
[2]) H. du Bois und H. Rubens, Wied. Ann. 49, 593, 1893.

suche über Gitterpolarisation mit kurzen HERTZschen Wellen, deren Ergebnisse in Kürze hier mitgeteilt werden mögen.

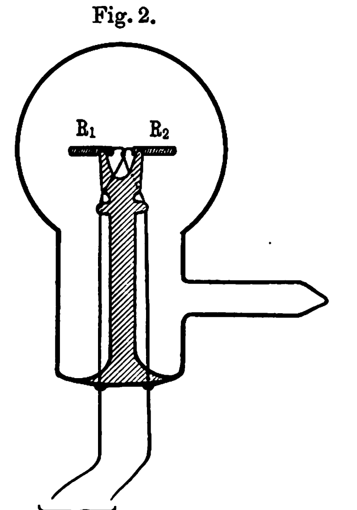
Betreffs der Beschreibung der benutzten Apparate wird auf die Dissertation selber und auf die Dissertation von Herrn

Fig. 1.



F. ECKERT[1]), mit welchem die Vorversuche teilweise gemeinsam angestellt wurden, verwiesen. Zur Orientierung ist der Erreger, der im Prinzip dem alten RIGHIschen ähnelt, in Fig. 1 abgebildet.

Fig. 2.



Der eigentliche Oszillator besteht aus zwei Metalldrahtstückchen, welche in die isolierenden Kappen K_1 und K_2 eingeschmolzen sind.

Als Empfänger diente ein Resonator, der auf den Erreger abgestimmt war und bei dem als Detektor das KLEMENČIČsche Thermokreuz verwendet wurde. Der ganze Empfänger war in ein evakuiertes Glasgefäß eingeschmolzen. Die Konstruktion des Apparates ist aus Fig. 2 ersichtlich.

Die Dimensionen der Erreger und Empfänger sind aus der folgenden Tabelle zu entnehmen.

Als Meßinstrument für den Thermostrom diente ein HARTMANN und BRAUNsches Drehspulengalvanometer von 5 Ohm innerem Widerstand. Bei einem Skalenabstand von etwa 4 m entsprach ein Skalenteil einem Strom von $5{,}1 \times 10^{-9}$ Ampere.

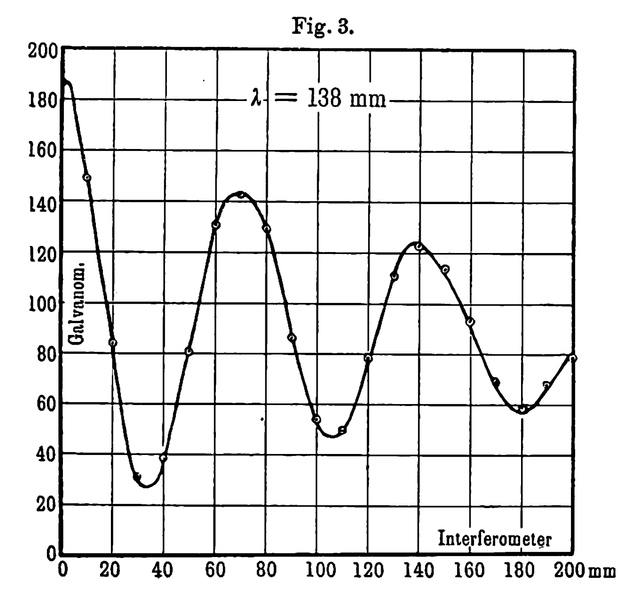
---

1) FRITZ ECKERT, Dissertation. Berlin 1913.

λ	Erreger	Empfänger
138 mm	Messingzylinder 5 mm dick, 20 mm lang	Silberblechstreifen 5 mm breit, 15 mm lang
72 mm	Messingzylinder 2 mm dick, 13,6 mm lang	Platinzylinder 1,5 mm dick, 12 mm lang
29 mm	Eisen- u. Kupferzylinder 1 mm dick, 6,8 mm lang	Platinzylinder 0,4 mm dick, 4,0 mm lang
14 mm	Eisen- u. Kupferzylinder 1 mm dick, 3,1 mm lang	Platinzylinder 0,4 mm dick, 1,3 mm lang

Zur Erzielung eines parallelen Strahlenganges wurden sowohl der Erreger als der Empfänger in den Brennpunkt je eines Paraboloidspiegels gesetzt. Die Spiegel bestanden aus Neusilber und hatten einen Durchmesser von 60 cm bei 11 cm Brennweite.

Fig. 3.



Für die Wellenlängenmessung wurde der BOLTZMANNsche Spiegelversuch in einer ähnlichen Weise, wie dies KLEMENČIČ und CZERMAK [1]) ausführlich beschrieben haben, benutzt. Als Interferometer diente ein Reißbrett 105 × 72 cm, das mit Stanniol überzogen und in zwei Hälften zerschnitten war. Die beiden

[1]) IGNAZ KLEMENČIČ und PAUL CZERMAK, Wied. Ann. 50, 174, 1893.

Fig. 4.

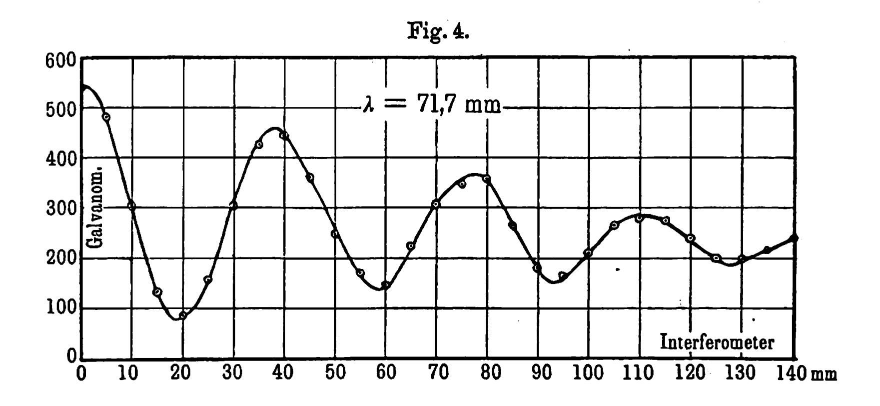


Fig. 5.

$\lambda = 29$ mm

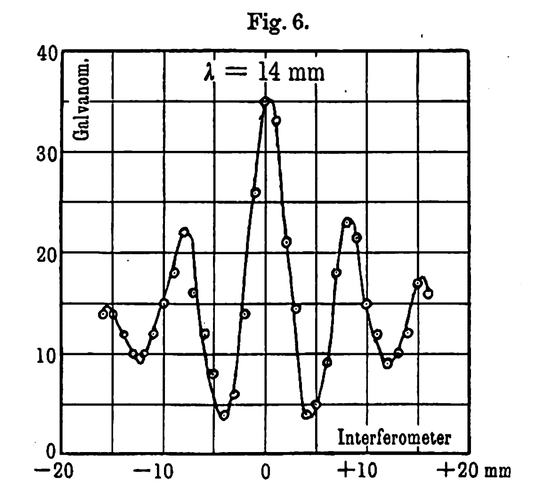
Galvanom.

Interferometer

60 50 40 30 20 10 0

−50 −40 −30 −20 −10 0 +10 +20 +30 +40 mm

Fig. 6.



Hälften konnten parallel zu einander verschoben und die Verschiebung an einer Skala abgelesen werden. Die mit dieser Vorrichtung erhaltenen Interferenzkurven sind in den Fig. 3 bis 6 wiedergegeben.

Als Abszissen sind die Abstände der beiden Spiegelhälften, als Ordinaten die Intensitäten des vom Interferometer reflektierten Strahles aufgetragen. Man erhält aus diesen Kurven die Wellenlänge durch Multiplikation des Abstandes zweier Punkte gleicher Phase mit dem Faktor $2 \times \cos\varphi$, wobei φ den Winkel bedeutet, unter dem die Wellen auf das Interferometer einfallen. Hiernach ergeben sich folgende Wellenlängen:

Fig. 3 . . . $\lambda = 138$ mm
„ 4 . . . $\lambda = 72$ „
„ 5 . . . $\lambda = 29$ „
„ 6 . . . $\lambda = 14$ „

Für die Berechnung des logarithmischen Dekrementes γ geben KLEMENČIČ und CZERMAK die Formel an:

$$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_3 - \alpha_2} = e^{\frac{\gamma}{2}},$$

wo α_1, α_2, α_3 die Ordinaten dreier aufeinander folgender Extremwerte der Interferenzkurve sind. Unter Zugrundelegung dieser Formel ergibt sich:

für die 138 mm-Welle: $\gamma = 0{,}45$,
„ „ 72 „ $\gamma = 0{,}54$,
„ „ 29 „ $\gamma = 0{,}40$,
„ „ 14 „ $\gamma = 0{,}95$.

Sobald γ bekannt ist, liefert die Gleichung der Resonanzkurve

$$J = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 . 4\pi^2}$$

einen ungefähren Anhalt für die der gedämpften Welle entsprechende spektrale Energieverteilung ungedämpfter Schwingungen.

In den Figg. 7 bis 10 sind die nach obiger Form berechneten Energieverteilungen graphisch dargestellt. Um die Kurven bequem vergleichen zu können, sind sie so gezeichnet, daß eine Oktave auf der Abszissenachse stets angenähert die gleiche Strecke einnimmt und daß die Maximalintensitäten immer die gleiche Höhe besitzen.

In Fig. 11 ist zum Vergleich die in der gleichen Weise gezeichnete Energieverteilungskurve der Steinsalzreststrahlen dargestellt, wie sie sich für einen normalen Wasserdampfgehalt der Luft ergibt.

Man sieht, daß die Homogenität der benutzten elektrischen Wellen zwar keine sehr vollkommene ist, daß aber der Vergleich

Fig. 7.

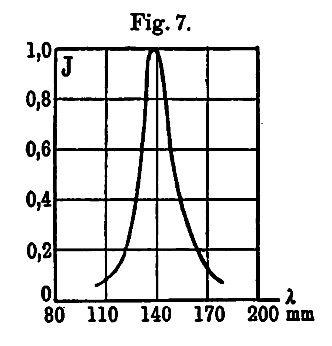


Fig. 8.

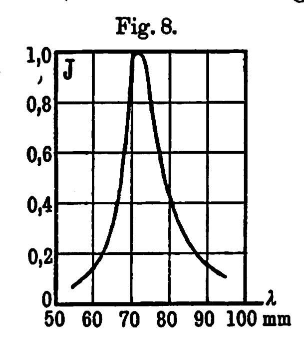


Fig. 9.

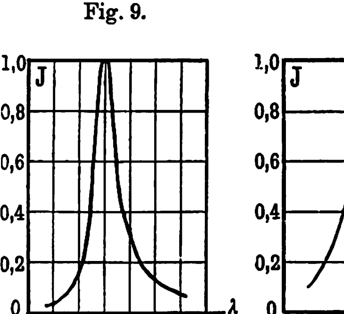


Fig. 10.

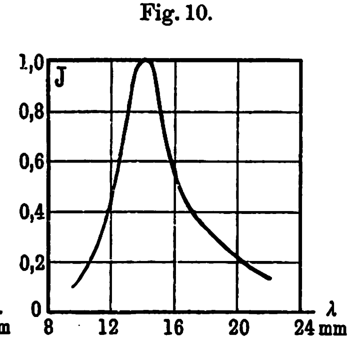
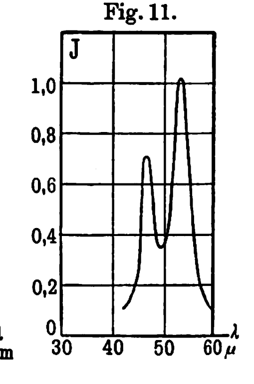


Fig. 11.



mit den von DU BOIS und RUBENS benutzten Wärmestrahlen noch zulässig ist.

Die Stäbe der untersuchten Gitter waren mit Stanniol überzogene Glasröhren. Sie waren in Holzrahmen von 98 cm Länge und 51 cm Breite gefaßt, und zwar so, daß stets der Abstand zwischen zwei Gitterstäben gleich dem Durchmesser eines Gitterstabes war, wie dies auch bei den von DU BOIS und RUBENS untersuchten Gittern der Fall war. Es wurden drei verschiedene Gitter untersucht, entsprechend den Stabdurchmessern:

$d = 14{,}6$ mm $\quad d = 18{,}9$ mm $\quad d = 25{,}0$ mm

und den Gitterkonstanten:

$a = 29{,}8$ mm $\quad a = 37{,}8$ mm $\quad a = 50{,}0$ mm

Für die Messungen wurden die Paraboloidspiegel in 2 bis 4 m Entfernung einander gegenübergestellt. Eine Veränderung der Entfernung war ohne Einfluß auf die Messungen. Aus geeigneten Abschirmungsversuchen mit Zinkblechstücken ergab sich, daß der Strahlengang sehr wohl definiert war.

Vor dem Spiegel, der den Erreger enthielt, stand in 52 cm Entfernung ein großes Blech mit einem quadratischen Ausschnitt von 40 cm Seitenlänge, welches als Diaphragma diente. Dieses Blech war auf einem hölzernen Rahmen befestigt. In denselben Rahmen ließ sich ein Holzgestell einsetzen, mit Hilfe dessen die Gitter in einer beliebig geneigten Lage in den Strahlengang gebracht werden konnten. Dieses Gestell bestand wiederum aus einem quadratischen Holzrahmen, der genau in den das Diaphragma tragenden hineinpaßte. An der einen Seite dieses Rahmens war das betreffende Gitter mit zwei Scharnieren befestigt, so daß es wie eine aufklappbare Tür die Rahmenöffnung verschloß. An der gegenüberliegenden Seite des Rahmens waren zwei zur Ebene des Rahmens senkrechte Stützen mit eisernen Winkeln versteift, zwischen denen sich die Gittertür bewegte. Auf den Stützen befanden sich Skalen, mit deren Hilfe die Gitter auf jeden beliebigen Neigungswinkel zwischen 0 und 60° eingestellt werden konnten. Schraubzwingen hielten das Gitter in der gewünschten Lage fest. Das Ganze konnte um die Achse der Paraboloidspiegel um 90° gedreht werden, so daß man nach Belieben die Gitterstäbe horizontal und vertikal stellen konnte. Die Schwingungsrichtung des Erregers und Empfängers war stets horizontal. Daß die geradlinige Polarisation der Wellen eine vollständige war, wurde noch dadurch gezeigt, daß ein aus dünnen Messingdrähten in 1 mm Abstand gefertigtes Gitter vor den Empfänger gebracht bei horizontaler Lage der Drähte vollständig abschirmte, während es bei vertikaler Stellung die Wirkung überhaupt nicht schwächte.

Bei den Gittermessungen wurde folgendermaßen verfahren:

Zunächst wurde die Gesamtintensität der Strahlung ohne Gitter gemessen. Dann wurde das Gitter in den Strahlengang gebracht und zwar so, daß Wellenebene und Gitterfront parallel waren, und die hindurchgehende Intensität gemessen. Dann wurde das Gitter mehr und mehr geneigt und für verschiedene Neigungswinkel jedesmal die durchgehende Strahlung gemessen.

Darauf wurde dieselbe Meßreihe in umgekehrter Folge wiederholt. Hierdurch wird ein Fehler, welcher durch ein allmähliches gleichmäßiges Abnehmen der Wirksamkeit des Oszillators entsteht, möglichst eliminiert. Da die gemessenen Ausschläge Schwankungen bis zu 10 Proz. ihres Wertes aufwiesen, mußten die Messungen oft wiederholt und Mittelwerte genommen werden. Keine Meßreihe wurde weniger als 10mal aufgenommen, die meisten 20mal und einige sogar 40mal. Die Gitter wurden untersucht für die beiden kürzeren Wellen — $\lambda = 14$ mm und $\lambda = 29$ mm — bis zu Neigungswinkeln von 45°. Für die beiden längeren Wellen — $\lambda = 72$ mm und $\lambda = 138$ mm —, bei denen mit der Energie nicht gespart zu werden brauchte, wurde bis zu 60° gegangen.

Tabelle 1. $\lambda = 14$ mm.

Gitter:	$a = 29,8$ mm			$a = 37,8$ mm			$a = 50,0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,322	0,355	0,907	0,350	0,380	0,922	0,212	0,450	0,471
5	0,311	0,350	0,889	—	0,362	—	0,215	0,401	0,536
10	0,256	0,370	0,692	0,251	0,373	0,673	0,220	0,385	0,572
15	0,210	0,386	0,544	—	0,360	—	0,222	0,351	0,632
20	0,114	0,379	0,301	0,155	0,352	0,441	0,212	0,356	0,595
25	0,074	0,354	0,209	—	0,335	—	0,174	0,354	0,492
30	0,051	0,355	0,144	0,107	0,338	0,317	0,136	0,347	0,392
35	0,033	0,286	0,115	—	0,314	—	0,106	0,329	0,322
40	0,022	0,220	0,100	0,053	0,225	0,236	0,068	0,310	0,219
45	0,014	0,181	0,077	0,027	0,188	0,144	0,045	0,228	0,197

Tabelle 2. $\lambda = 29$ mm.

Gitter:	$a = 29,8$ mm			$a = 37,8$ mm			$a = 50,0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,431	0,437	0,987	0,393	0,400	0,983	0,367	0,308	1,191
5	0,402	0,420	0,958	0,365	0,425	0,859	—	0,339	—
10	0,336	0,436	0,771	0,339	0,485	0,700	0,273	0,362	0,705
15	0,282	0,363	0,777	0,283	0,550	0,515	—	0,376	—
20	0,228	0,314	0,727	0,227	0,575	0,395	0,141	0,419	0,337
25	0,180	0,282	0,639	0,161	0,538	0,300	—	0,442	—
30	0,154	0,263	0,586	0,126	0,434	0,291	0,053	0,336	0,158
35	0,124	0,251	0,494	0,084	0,380	0,221	—	0,244	—
40	0,093	0,240	0,388	0,060	0,353	0,170	0,019	0,164	0,116
45	0,074	0,246	0,301	0,040	0,334	0,120	0,012	0,133	0,090

Tabelle 3. $\lambda = 72$ mm.

Gitter:	$a = 29,8$ mm			$a = 37,8$ mm			$a = 50,0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,025	0,702	0,036	0,032	0,700	0,046	0,087	0,781	0,111
10	0,022	0,675	0,033	0,029	0,700	0,041	0,081	0,680	0,119
20	0,018	0,684	0,026	0,021	0,703	0,030	0,061	0,554	0,110
30	0,017	0,732	0,023	0,020	0,692	0,029	0,043	0,370	0,116
40	0,017	0,765	0,022	0,016	0,680	0,024	0,030	0,316	0,095
50	0,016	0,795	0,020	0,011	0,670	0,016	0,020	0,287	0,070
60	0,012	0,764	0,016	0,007	0,487	0,014	0,009	0,287	0,031

Tabelle 4. $\lambda = 138$ mm.

Gitter:	$a = 29,8$ mm			$a = 37,8$ mm			$a = 50,0$ mm		
β	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2	Q_s	Q_p	n^2
0°	0,007	0,845	0,008	0,008	0,768	0,010	0,011	0,755	0,015
10	—	0,806	—	0,008	0,731	0,011	0,011	0,711	0,015
20	0,007	0,800	0,009	0,007	0,705	0,010	0,009	0,707	0,013
30	—	0,820	—	0,007	0,757	0,009	0,009	0,753	0,012
40	0,006	0,848	0,007	0,006	0,798	0,008	0,008	0,801	0,010
50	—	0,870	—	0,006	0,850	0,007	0,008	0,848	0,009
60	0,006	0,875	0,007	0,006	0,847	0,007	0,006	0,855	0,007

Hierbei mußte das Diaphragma an jeder Seite um $2^1/_2$ cm verkleinert werden, da sonst in der 60°-Stellung die Gitter die Öffnung nicht mehr reichlich genug überdeckten.

Die gewonnenen Resultate sind in den Tabellen 1 bis 4 zusammengestellt. Diese Tabellen entsprechen ganz den Tabellen 3 bis 5 bei du Bois und Rubens[1]). Auch die Bezeichnung ist der dortigen ganz analog.

Es bedeutet:

a die Gitterkonstante;
β den Neigungswinkel der Gitterfront gegen die Wellenebene;
Q_s die Durchlässigkeit bei horizontal gestellten Gitterstäben. (Die einfallende Strahlung ist senkrecht zu den Gitterstäben polarisiert);

[1]) l. c., S. 262 bis 264.

Q_p die Durchlässigkeit bei vertikal gestellten Gitterstäben. (Die einfallende Strahlung ist parallel zu den Gitterstäben polarisiert);

Q_s und Q_p, beide als Bruchteile der einfallenden Intensität;

n^2 das Verhältnis Q_s/Q_p, welches die Polarisationsfähigkeit des Gitters bestimmt.

Anschaulicher als die Tabellen ist die graphische Darstellung in Form von Kurven, wie sie in Fig. 12 bis 21 gegeben ist. Die

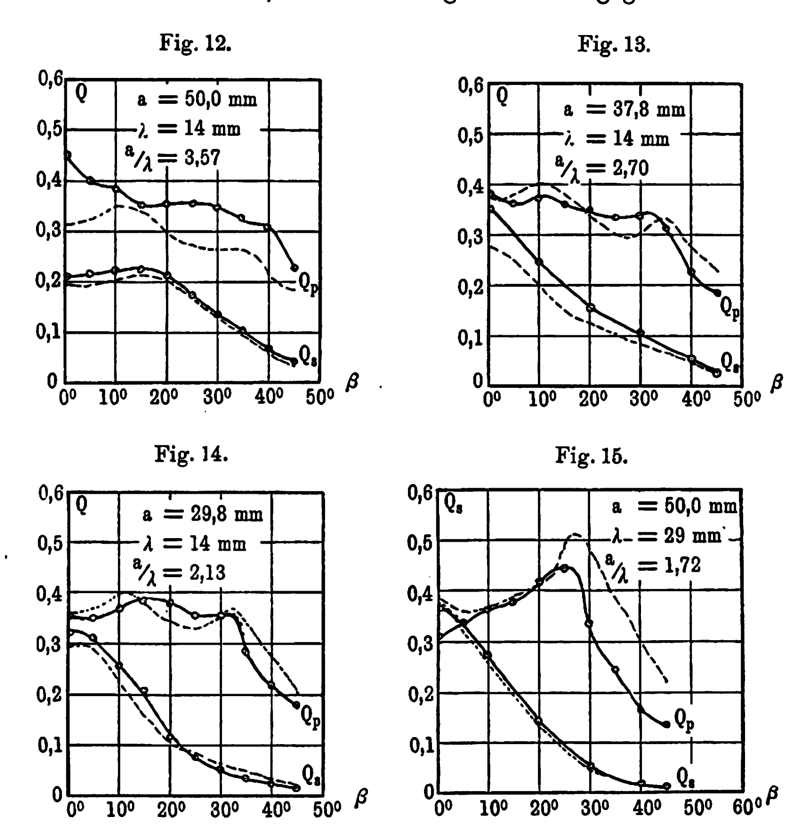


Fig. 12. Fig. 13. Fig. 14. Fig. 15.

Kurven sind völlig analog den von du Bois und Rubens gegebenen gezeichnet. Die Ordinaten geben die durchgelassene Intensität in Bruchteilen der einfallenden an, während als Abszissen die Gradzahlen der Neigungswinkel abgetragen sind. Zum Vergleich sind nahezu entsprechende Kurven, welche der Arbeit von

du Bois und Rubens entnommen sind, gestrichelt mit eingezeichnet. Die Kurven sind nach abnehmendem Verhältnis $\frac{a}{\lambda}$ geordnet. Von du Bois und Rubens ist ein Schema aufgestellt worden, nach welchem sich die Kurven in vier Typen einordnen,

Fig. 16.

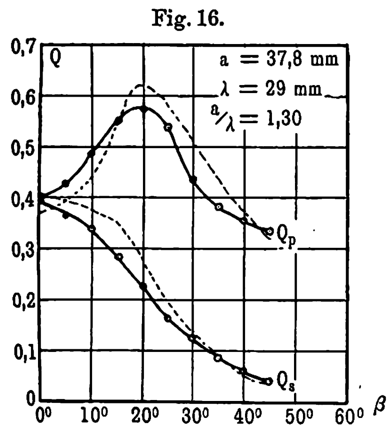


Fig. 17.

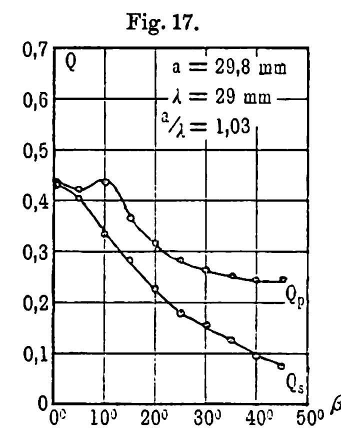


Fig. 18.

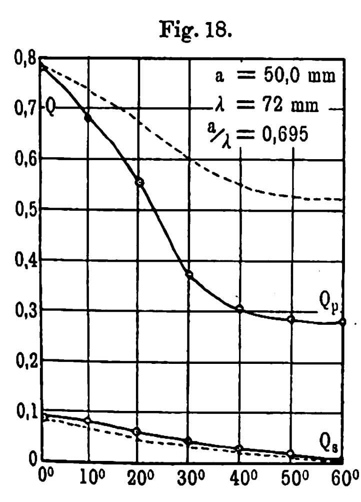
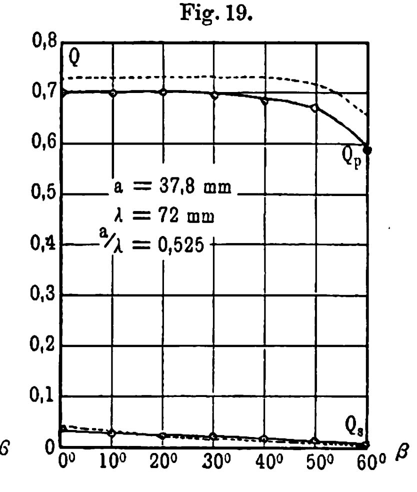


Fig. 19.



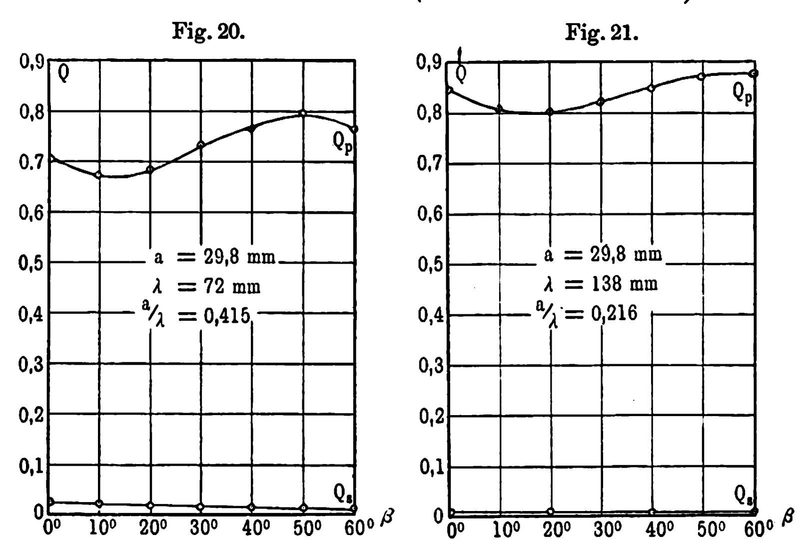
je nach der Anzahl der Maxima, die sie aufweisen. Diesem Schema passen sich die hier gefundenen Kurven folgendermaßen an:

Typus I: Charakterisiert durch ein Maximum in Q_s, ist vertreten durch Fig. 12 $\left(\frac{a}{\lambda} = 3{,}57\right)$.

Typus II: Q_s fällt allmählich ab, Q_p zeigt zwei Maxima. Vgl. Fig. 13 und Fig. 14 $\left(\frac{a}{\lambda} = 2{,}70 \text{ bzw. } 2{,}13\right)$.

Typus III: Ausgezeichnet durch das scharf ausgeprägte Maximum von Q_p, findet sich in Fig. 15, 16, 17 $\left(\frac{a}{\lambda} = 1{,}72 \text{ bzw. } 1{,}30 \text{ bzw. } 1{,}03\right)$.

Typus IV: Q_s und Q_p nehmen beide regelmäßig ab; dies trifft zu für Fig. 18 und Fig. 19 $\left(\frac{a}{\lambda} = 0{,}695 \text{ bzw. } 0{,}525\right)$.



Soweit lassen sich die in dieser Untersuchung gewonnenen Kurven in das Vier-Typen-Schema zwanglos einfügen. Nun tritt aber in Fig. 20 ein Verhältnis $\frac{a}{\lambda} = 0{,}415$ auf, welches bereits unterhalb des von du Bois und Rubens untersuchten Bereiches liegt — diese gingen nur bis $\frac{a}{\lambda} = 0{,}5$. Die hier gemessene Kurve ist in dem Schema nicht unterzubringen. Sie vertritt vielmehr einen neu hinzukommenden Typus V, welcher dadurch charakterisiert ist, daß Q_p anstatt des gleichmäßigen Verlaufes von Typus IV wieder Maxima und Minima aufweist, während Q_s durchweg nur sehr kleine Beträge besitzt.

Man sieht also, daß die Kompliziertheit der Erscheinung bei $\frac{a}{\lambda} = 0{,}5$ noch nicht aufhört. Dieses Ergebnis war die Veranlassung, die Messungen fortzusetzen mit einer Wellenlänge, welche die von Fig. 20 ($\lambda = 72$ mm) wesentlich übertraf, nämlich $\lambda = 138$ mm. Dadurch wurde das Verhältnis $\frac{a}{\lambda}$ herabgedrückt im äußersten Falle bis auf den Wert 0,216. Die sich dann ergebende Kurve Fig. 21 gehört immer noch dem Typus V an, desgleichen zwei dazwischenliegende Kurven für $\frac{a}{\lambda} = 0{,}274$ und $\frac{a}{\lambda} = 0{,}362$. Diese sind daher gar nicht mehr aufgezeichnet worden, doch finden sich die Ergebnisse der Messungen in Tabelle 4 vor.

Tabelle 5.

a mm	λ mm	a/λ	Typus	Fig.
50,0	14	3,57	I	12
37,8	14	2,70	II	13
29,8	14	2,13	II	14
50,0	29	1,72	III	15
37,8	29	1,30	III	16
29,8	29	1,03	III	17
50,0	72	$0{,}69_5$	IV	18
37,8	72	$0{,}52_5$	IV	19
29,8	72	$0{,}41_5$	V	20
50,0	138	$0{,}36_2$	V	—
37,8	138	$0{,}27_4$	V	—
29,8	138	$0{,}21_6$	V	21

Die Kurven des Typus V illustrieren recht deutlich die Eigenart des hier untersuchten Phänomens. Wie auch von du Bois und Rubens betont wird, kann man durch ein um 60° geneigtes Gitter nicht mehr hindurchsehen, da hier die einzelnen Gitterstäbe beginnen, sich zu überdecken. Der senkrecht zur Stabrichtung schwingende elektrische Vektor wird aber von dem um 60° geneigten Gitter in stärkerem Maße hindurchgelassen als von dem senkrecht im Strahlengang befindlichen. Die letztgenannten Ergebnisse wurden dadurch kontrolliert, daß ein Blech von etwa 40 cm Breite, welches also die Blendenöffnung gerade zudeckte, vor und auch hinter das Gitter in den Strahlengang gestellt wurde. In beiden Fällen schirmte es die Wirkung völlig ab.

Das gleiche trat ein, wenn man das Gitter mit einem genau darauf passenden Blech zudeckte. Irgendwelche Täuschungen durch außen herumgebeugte Strahlen oder unbeabsichtigte Reflexionen sind also ausgeschlossen.

Eine zusammenfassende Übersicht über die fünf Typen gibt die Tabelle 5, welche der Tabelle 6 bei DU BOIS und RUBENS entspricht.

Die Messungen liefern das Resultat, daß sich alle Einzelheiten der Polarisationserscheinung, wie sie bei den Wärmestrahlen beobachtet wurden, bei den auf vollkommen andere Art erzeugten elektrischen Strahlen wiederfinden. Die Versuche illustrieren daher in eingehender Weise die MAXWELLsche elektromagnetische Lichttheorie, nach welcher beide Strahlenarten eben qualitativ identisch sind.

Tabelle 6.

Fig.	Elektrische Strahlen			Wärmestrahlen		
	a mm	λ mm	a/λ	Gitter	λ μ	a/λ
12	50,0	14	3,57	Ag_1	24	3,80
13	37,8	14	2,70	Cu_1	24	2,08
14	29,8	14	2,13	Cu_2	52	2,02
15	50,0	29	1,72	Ag_1	52	1,76
16	37,8	29	1,30	Au_1	52	1,72
17	29,8	29	1,03	—	—	—
18	50,0	72	$0{,}69_5$	Au_1	100	0,66
19	37,8	72	$0{,}52_5$	Cu_1	100	0,50

Tabelle 6 gibt eine Übersicht über die Konstanten der Fig. 12 bis 19, um zu zeigen, wie weit die mit elektrischen Strahlen gewonnenen Messungen mit den an den Wärmestrahlen gefundenen Resultaten zu vergleichen sind.

In ihrer ersten Arbeit[1]) fanden DU BOIS und RUBENS, daß bei zwei Kupfergittern Cu_1 und Cu_2 von verschiedener Drahtdicke das Durchlässigkeitsverhältnis n^2 nur von der scheinbaren Öffnungsbreite, nicht merklich von dem Krümmungsradius der beiden abgrenzenden Metalldrähte abhängig war, wobei die Wellenlänge nicht über 4,5 μ betrug. Für die später untersuchten längeren Wellen traf dies durchaus nicht mehr zu. Die Tabelle 7 zeigt,

[1]) H. DU BOIS und H. RUBENS, Wied. Ann. 49, 593, 1893.

daß auch für die elektrischen Wellen eine so einfache Beziehung nicht besteht, sondern daß bei gegebener scheinbarer Öffnungsbreite das gröbere Gitter erheblich stärker im HERTZschen Sinne polarisiert. In der Tabelle 7 bedeutet b' die scheinbare Öffnungsbreite. Im übrigen ist die Bezeichnung dieselbe wie sonst.

Tabelle 7. $\lambda = 29$ mm.

a	β	b'	n^2
37,8	0°	18,9	0,983
	20	16,8	0,395
	30	13,9	0,291
	40	9,9	0,170
	45	7,7	0,120
29,8	0	14,9	0,987
	15	13,9	0,777
	30	10,9	0,586
	35	9,6	0,494
	40	7,9	0,388
	45	6,2	0,301

Von einigem Interesse ist es noch, die Werte von Q_s und Q_p in ihrer Abhängigkeit von $\frac{a}{\lambda}$ bei ungeneigter Stellung der Gitter zu betrachten. Dieses geschieht in der Tabelle 8. Die mit einem Sternchen versehenen Werte sind der Arbeit von DU BOIS und

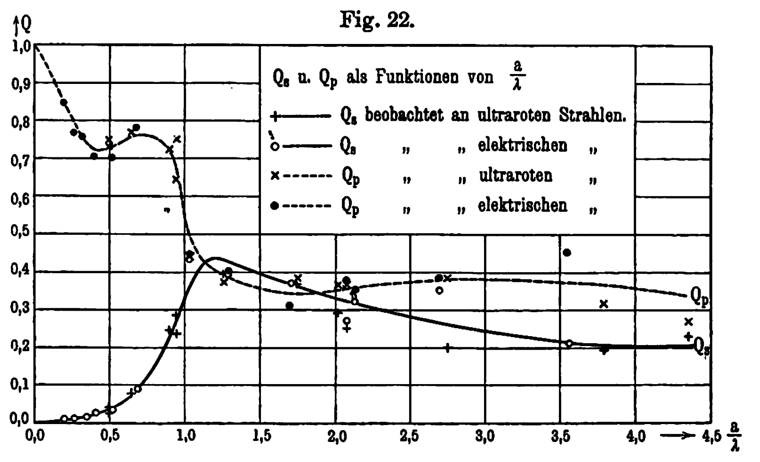
Tabelle 8.

a/λ	Q_s	Q_p	a/λ	Q_s	Q_p
$0{,}21_6$	0,007	0,845	1,27*	$0{,}39_3$	$0{,}37_3$
$0{,}27_4$	0,008	0,768	1,30	$0{,}39_8$	$0{,}40_0$
$0{,}36_2$	0,011	0,755	1,72	$0{,}36_7$	$0{,}30_8$
$0{,}41_5$	0,025	$0{,}70_2$	1,76*	$0{,}36_7$	$0{,}38_2$
0,50*	0,022	$0{,}74_8$	2,02*	$0{,}29_0$	$0{,}36_2$
0,50*	0,038	$0{,}73_1$	2,03*	$0{,}25_0$	$0{,}36_6$
$0{,}52_5$	0,032	$0{,}70_0$	2,08	$0{,}27_0$	$0{,}37_3$
0,66*	0,075	$0{,}76_6$	2,13	$0{,}32_2$	$0{,}35_5$
$0{,}69_5$	0,087	$0{,}78_1$	2,70	$0{,}35_0$	$0{,}38_0$
0,91*	0,241	$0{,}72_2$	2,76*	$0{,}19_8$	$0{,}38_5$
0,96*	0,235	$0{,}64_3$	3,57	$0{,}21_2$	$0{,}45_0$
0,96*	0,285	$0{,}75_0$	3,80*	$0{,}19_1$	$0{,}31_5$
1,03	0,431	$0{,}43_7$	4,36*	$0{,}23_0$	$0{,}26_7$

Rubens entnommen. Eine graphische Darstellung der Tabelle 8 gibt Fig. 22. Besonders auffallend ist der komplizierte Verlauf der Kurve für Q_p zwischen $\frac{a}{\lambda} = 0{,}0$ und $\frac{a}{\lambda} = 1{,}0$, der sowohl an den elektrischen wie an den ultraroten Strahlen beobachtet ist.

An Lichtstrahlen und kurzwelligen Wärmestrahlen ist die Tatsache beobachtet worden, daß für ein Verhältnis $\frac{a}{\lambda} >$ etwa 15 — bei Lichtwellen schon für viel kleinere $\frac{a}{\lambda}$ — die polarisierende Wirkung des Gitters sich umkehrt in der Art, daß

Fig. 22.



Q_s größer wird als Q_p. Für Wellenlängen $> 3\,\mu$ liegen diesbezügliche Versuche mit geeigneten Gitterkonstanten nicht vor. Auch an Spalten, die durch Metall begrenzt waren, ist die Umkehrung der Polarisation für kürzere Wellenlängen nachgewiesen worden [1]). Dagegen wurde sie für elektrische Wellen von M. Latrille [2]) nicht gefunden. Die geringste benutzte Wellenlänge gibt Latrille zu 35 cm an, während der Spalt maximal 15 cm breit war. Es betrug also die dem Verhältnis $\frac{a}{\lambda}$ in dem oben gebrauchten Sinne entsprechende Größe im Höchstfalle 8,6 und wurde bis hinab zu 0 variiert.

1) Fizeau, Ann. de chim. et phys. (3) **63**, 385, 1861; H. Ambronn, Wied. Ann. **48**, 717, 1893.

2) M. Latrille, Wied. Ann. **65**, 408, 1898.

Der Verfasser stellte sich nun die Aufgabe, für $\lambda = 14$ mm nach einer Umkehrung der Polarisationswirkung zu suchen. Hier bietet sich aber bei der benutzten Versuchsanordnung eine beträchtliche Schwierigkeit, welche in der eigenartigen räumlichen Verteilung der Strahlungsdichte ihren Grund hat. Die Verteilung der Strahlungsdichte wurde dadurch ermittelt, daß ein hinreichend großes rechteckiges Blechstück schrittweise in den Strahlengang hineingeschoben und für die verschiedenen Stellungen der zugehörige Ausschlag im Galvanometer abgelesen wurde. Dadurch wird das Strahlenbündel in einzelne Streifen zerlegt, und die Ausschlagsverminderung im Galvanometer gibt ein Maß für die in jedem Streifen vorhandene Energie. Die so gefundene Strahlungsverteilung zeigte ein verschiedenes Bild, je nachdem das Blech von unten oder von der Seite

Fig. 23.

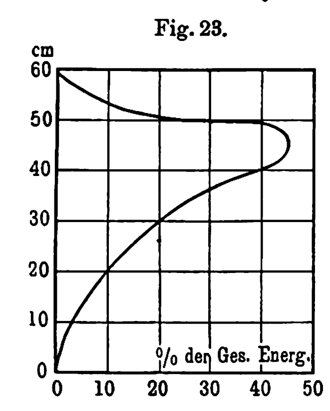
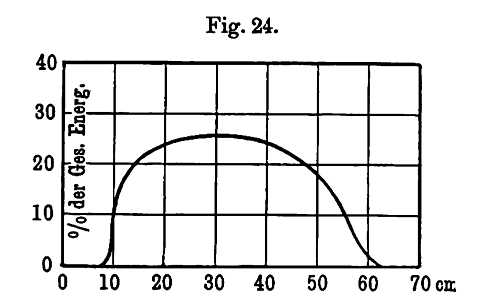


Fig. 24.



in den Strahlengang hineingeschoben wurde, d. h. je nachdem die einzelnen Streifen zum elektrischen Vektor parallel oder senkrecht waren. Für beide Fälle ist die Strahlungsverteilung in den Fig. 23 und 24 skizziert. Auf der einen Koordinatenachse sind die Lagen der Streifen nach einer Centimeterskala, auf der anderen die zugehörigen Energien in Prozenten der Gesamtenergie aufgetragen, und zwar gilt Fig. 23 für horizontale, Fig. 24 für vertikale Lage der Streifen. Der Unterschied zwischen beiden Figuren fällt ohne weiteres in die Augen. Wie Fig. 23 zeigt, ist fast die Hälfte der Gesamtenergie in einem horizontalen Streifen von etwa 10 cm Breite zwischen 40 und 50 enthalten. Vertikal ist die Strahlungsverteilung bedeutend gleichmäßiger. Man hat es hier mit einer Eigentümlichkeit des linearen Erregers zu tun. Ein einzelner solcher Erreger sendet eben nicht in dem Sinne Kugelwellen aus

daß durch jedes Flächenelement der Wellenfläche in dem gleichen Zeitelement auch gleiche Energiemengen hindurchströmen. Dabei spielen in diesem Falle auch noch die Fassungen der Erregerstifte und alle diejenigen Teile der Versuchsanordnung, deren Vermeidung im Strahlengang nicht möglich ist, durch Schattenbildung eine Rolle. Unter diesen Umständen ist es natürlich zwecklos, mit Einzelspalten im Strahlengang Polarisationsversuche anzustellen. Die oben beschriebenen Gitterversuche werden durch die ungleichmäßige Energieverteilung nur wenig gestört, da die benutzten Gitterkonstanten hinreichend klein sind, so daß sich die Unterschiede ausgleichen. Versuche mit erheblich gröberen Gittern dagegen können nicht unbeeinflußt bleiben.

Das kleinste $\frac{a}{\lambda}$, für welches DU BOIS und RUBENS noch die Inversion fanden, tritt auf bei dem Gitter Cu_1 ($a = 50{,}0\,\mu$) für $\lambda =$ etwa $4\,\mu$. Hier ist also $\frac{a}{\lambda} = 12{,}5$. Für $\lambda = 14$ mm würde das gleiche $\frac{a}{\lambda}$ ein Gitter erfordern, dessen Stäbe 8 bis 9 cm Durchmesser hätten. Mit Hilfe eines derartigen Gitters lassen sich quantitative Messungen nicht mehr ausführen. Dagegen kann man damit gewisse qualitative Resultate herleiten. Daher unternahm der Verfasser an einem Gitter, welches aus Blechzylindern von 10,5 cm Durchmesser und 70 cm Länge bestand, einige Messungen auf Grund folgender Überlegung:

Da die Energie in einem horizontalen Streifen von geringer Breite zusammengedrängt ist, während vertikal die Verteilung der Strahlungsdichte gleichmäßiger ist, so wird die ungleichmäßige Strahlungsverteilung bewirken, daß die Durchlässigkeit des Gitters bei horizontaler Stellung der Gitterstäbe immer dann vergrößert erscheint, wenn sich in der Höhe des schmalen Gebietes, in welchem die Strahlungsdichte besonders groß ist, gerade eine Gitteröffnung im Strahlengang befindet. Da bei der genannten Gitterstellung die Gitterstäbe parallel zum elektrischen Vektor gerichtet sind, kann die ungleichmäßige Strahlungsverteilung eine Umkehrung der Polarisationswirkung des Gitters vortäuschen, ohne daß eine solche vorhanden ist. Nicht aber vermag sie eine vorhandene Umkehrung zu verbergen, wenigstens dann nicht, wenn die Breite der Gitteröffnung die des

intensiven Strahlenbündels nicht wesentlich übertrifft. Wenn also bei dem Gitter die Umkehrung mit Hilfe der hier verwendeten Anordnung nicht festgestellt werden kann, so ist sie auch nicht vorhanden.

Bei den Messungen wurde nun so verfahren: Zunächst wurden die Blechzylinder ganz nahe aneinander gebracht, so daß ein Gitter mit dicken Stäben und schmalen Öffnungen entstand. Dann wurde dieses Gitter in beiden Stellungen so in den Strahlengang gebracht, daß der Ausschlag im Galvanometer ein Maximum wurde. Dies ist die Kontrolle dafür, daß der Teil des Strahlenganges, der den größten Teil der Energie enthält, auch wirklich eine Gitteröffnung trifft. Dann wurden nach und nach immer größere Spaltbreiten genommen und wieder ebenso gemessen, bis die Breite der Spalte 10,5 cm, d. h. gleich dem Durchmesser der Zylinder war. In diesem Zustande entsprach das Gebilde einem Gitter mit dem Verhältnis $\frac{a}{\lambda} = 15$. Bei allen in dieser Weise ausgeführten Messungen überwog stets die Durchlässigkeit für die vertikale Stellung der Stäbe, bei welcher der elektrische Vektor auf den Gitterstäben senkrecht steht. Damit ist gezeigt, daß die Umkehrung der Polarisationswirkung für $\lambda = 14$ mm bei einem $\frac{a}{\lambda} < 15$ nicht vorhanden ist. Die gemessenen Werte einzeln anzugeben, ist zwecklos, da sie außer dem mitgeteilten Resultat keinerlei Interesse bieten.

Es handelt sich hiernach bei den von du Bois und Rubens im kurzwelligen Spektralgebiet beobachteten Inversionen offenbar um Erscheinungen, welche durch die Eigenschwingungen der molekularen Resonatoren hervorgerufen werden. Erst in dem Bereich größerer Wellenlängen treten diese Einflüsse zurück und es gelten die Maxwellschen Gleichungen in ihrer ursprünglichen Gestalt, welche die molekularen Eigenschwingungen nicht berücksichtigen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1914.

Zur Relativitätstheorie;

von Richard Hiecke.

(Eingegangen am 20. Juni 1914.)

In meinen jüngst an dieser Stelle veröffentlichten Ausführungen[1]) habe ich gezeigt, daß der Unterschied zwischen transversaler und longitudinaler Masse in analoger Form wie in der Relativitätstheorie auch dann auftritt, wenn bei der Bewegung Mitführung von Masse aus dem umgebenden Mittel eintritt.

Es läßt sich aber zeigen, daß die Mitführungshypothese auch in allen übrigen Belangen der Dynamik des Massenpunktes befähigt ist, das Relativitätsprinzip zu ersetzen.

Die NEWTONsche Grundgleichung der Mechanik, die auch in der Relativitätstheorie beibehalten wurde[2]), lautet:

$$\mathfrak{K} = \frac{d\mathfrak{G}}{dt},$$

worin $\mathfrak{K}$ den Kraftvektor und $\mathfrak{G}$ den Impulsvektor bezeichnet. In der NEWTONschen Mechanik ist nun $\mathfrak{G} = m\mathfrak{q}$, in der Relativitätstheorie dagegen:

$$\mathfrak{G} = \frac{mc}{\sqrt{c^2 - q^2}} \cdot \mathfrak{q};$$

d. h. die Impulsformel weicht nur insofern von der NEWTONschen Fassung ab, als die Masse von der Geschwindigkeit beeinflußt wird. $\frac{mc}{\sqrt{c^2 - q^2}} = m_t$ ist eben nach Auffassung oder Mitführungshypothese die gesamte bewegte Masse, die sich aus der ursprünglichen Masse m und der mitgeführten $m\left(\frac{c}{\sqrt{c^2 - q^2}} - 1\right)$ zusammensetzt. Das gleiche gilt hinsichtlich der Formel für die Energie:

$$E = \frac{mc^3}{\sqrt{c^2 - q^2}} = \frac{E_0 c}{\sqrt{c^2 - q^2}}; \; E_0 = mc^2; \; E = m_t c^2.$$

---

[1]) R. HIECKE, Über das Relativitätsprinzip. Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **16**, 569—576, 1914.

[2]) M. LAUE, Das Relativitätsprinzip. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn 1913, S. 177.

Auch die Zunahme der Energie mit der Geschwindigkeit beruht nach diesen Formeln nur auf der Zunahme der Masse von m auf m_t.

Bemerkenswert ist, daß sich nach diesen Formeln nicht nur die Energie der Bewegung, sondern die ganze Energie proportional m_t ändert, was darauf hindeuten würde, daß die von jedem Massenteilchen mitgeführte Sekundärmasse denselben Einwirkungen unterworfen ist, wie die Ruhemasse, also wohl auch der Gravitation.

Könnte man hieraus schließen, daß sich der Äther im Gravitationsfelde der Erde gegenüber dieser in Ruhe befindet, so würden die Hypothesen der LORENTZ-Kontraktion und der Systemzeit zur Erklärung des MICHELSONschen Versuches entbehrlich werden.

Leider aber ist die Energieformel der Relativitätstheorie nur durch die ganz willkürliche Wahl des Ausgangspunktes der Energiemessung in die obige Form gebracht worden. Es ist doch wohl ausgeschlossen, aus der Dynamik des strukturlosen Massenpunktes Aufschlüsse über die latente Energie des Atoms zu erhalten. Mit derselben Berechtigung kann man setzen:

$$E = \frac{m c^3}{\sqrt{c^2 - q^2}} - m c^2 = m c^2 \left(\frac{c}{\sqrt{c^2 - q^2}} - 1 \right),$$

womit die ganze latente Energie mc^2 verschwunden ist.

Schließlich sei darauf hingewiesen, daß die Formel für die sogenannte Transversalmasse

$$m_t = \frac{m c}{\sqrt{c^2 - q^2}}$$

nicht unbedingt beibehalten werden müßte, wenn die Versuche einen abweichenden Verlauf ergeben sollten. Man könnte ohne Schwierigkeit auch ein anderes Gesetz von der Form

$$m_t = m . f(q^2)$$

an deren Stelle setzen. Die gegenwärtige Formel zwingt zu dem Schluß, daß die Geschwindigkeit von Massenpunkten die Lichtgeschwindigkeit nicht einmal erreichen, geschweige denn überschreiten könne.

Vielleicht liegt hier die endgültige Entscheidung über die Relativitätstheorie, denn wir kennen keine ähnliche Beschränkung

im Bereich der ponderablen Medien; nicht nur Meteore und Geschosse bewegen sich rascher als der Schall, sondern auch Strömungen im Medium selbst, wie durch Ausströmungsversuche mit Gasen und Dämpfen festgestellt wurde.

Die Verallgemeinerung des Mitführungsgesetzes würde zu folgenden Gleichungen führen:

1. Die Impulsformel $\mathfrak{G} = m_t . \mathfrak{q}$ bliebe unverändert.

2. Die Energie ergäbe sich wie bisher aus der Formel[1]):

$$(\mathfrak{q}\,\mathfrak{K}) = (\mathfrak{q}\,\dot{\mathfrak{q}})\, m_l = \frac{1}{2}\frac{d}{dt}\int m_l . dq^2 = \frac{dE}{dt};$$

somit

$$E = \tfrac{1}{2}\int m_l\, dq^2 + C,$$

da

$$\mathfrak{q}\dot{\mathfrak{q}} = \frac{1}{2}\frac{dq^2}{dt} \qquad \text{und} \qquad m_l = \frac{d}{dq^2}\int m_l\, dq^2$$

ist. Auch diese Formel führt für kleine q unter der Voraussetzung, daß dann m_l mit m identisch wird, auf das Newtonsche Gesetz. Sie sagt nichts über die latente Energie aus, was nach dem Obigen als Vorzug anzusehen ist.

3. Der Unterschied zwischen transversaler und longitudinaler Masse bleibt ebenfalls in einer dem gewählten Gesetze entsprechenden Form aufrecht.

Es scheint also keine Schwierigkeit vorzuliegen, den derzeit bekannten Versuchen über die Dynamik des Elektrons durch die Annahme gerecht zu werden, daß der Äther von bewegten Massenpunkten mitgeführt wird.

Die mitgeführte Masse ist eine gerade Funktion der Geschwindigkeit und erreicht erst bei Geschwindingkeiten von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit merkliche Beträge, so daß sie bei den Fizeauschen Versuchen der Wahrnehmung entgehen mußte.

Die Relativitätstheorie bestreitet zwar die Existenz des Lichtäthers, ist aber gezwungen, an dessen Stelle ein „elektromagnetisches Feld“ zu setzen, das alle jene Eigenschaften besitzt, die man auch dem Äther zuerkennen müßte. Hören wir hierüber M. Laue[2]):

---

1) M. Laue, l. c., S. 178 und 179.
2) M. Laue, l. c., S. 101.

„Zu der Streitfrage: Beruht die gegenseitige elektrodynamische Beeinflussung der Körper durch den leeren Raum auf Fernwirkung oder auf Übertragung durch einen »Äther«? aber ist zu sagen: Die zweite Alternative widerspricht dem Relativitätsprinzip; dennoch können wir auch der ersteren nicht zustimmen, zwischen den Körpern besteht vielmehr etwas physikalisch Wirkliches, das elektromagnetische Feld, welches trotz seiner Loslösung von aller Materie Energie, Bewegungsgröße und Spannungskräfte enthält und ihre Übertragung von einem Körper zum anderen vermittelt." Wo aber Energie ist, ist nach der Relativitätstheorie auch noch Masse. Vielleicht ist dies der Weg, auf dem sich einstens Freund und Feind begegnen werden. „Naturam, si expelles furca, tamen usque recurret."

Über ultrarote Spektren II.
Eine direkte Messung der Gröfse von Energiequanten;
von Niels Bjerrum.

(Eingegangen am 17. Juni 1914.)

Nach der Quantenhypothese kann man erwarten, daß die Gasmoleküle nicht mit kontinuierlich variierender Frequenz rotieren können, sondern daß für ihre Rotationsfrequenz ν die folgende Gleichung erfüllt sein muß[1]):

$$\tfrac{1}{2} J.(2\pi\nu)^2 = n.h.\nu,$$

also

$$\nu = n \cdot \frac{h}{2\pi^2 . J}. \qquad 1)$$

J = Trägheitsmoment, n eine ganze Zahl, h = PLANCKsche Wirkungsquantum (etwa $6,4 . 10^{-27}$).

Hiernach müssen die Frequenzen eine Differenzreihe bilden. Im Wasserdampfspektrum ist es mir schon früher gelungen, nach Messungen von RUBENS und ASCHKINASS eine Reihe von Banden zu finden, deren Frequenzen eine Differenzreihe bilden, und die ohne Zweifel durch die Rotation der Wassermoleküle hervorgerufen sind.

Da aber das Trägheitsmoment des Wassermoleküls nun sehr ungenau bekannt war, so konnte ich in diesem Falle nicht verifizieren, daß die Differenz der Reihe den richtigen Wert besaß.

Später hat EVA v. BAHR[2]) durch Untersuchung der Chlorwasserstoffbande bei $3,5\,\mu$ gefunden, daß auch die Chlorwasserstoffmoleküle mit Frequenzen rotieren, die ziemlich genau eine Differenzreihe bilden. Die von ihr gefundenen Rotationsfrequenzen sind in Tabelle I angeführt.

Da Chlorwasserstoff ein einfaches, lineares Molekül besitzt, so ist es hier möglich, mit guter Annäherung sein Trägheitsmoment J zu berechnen, und wir können deshalb in diesem Falle

[1]) BJERRUM, Nernst-Festschrift, S. 90, Halle 1912. Vgl. H. A. LORENTZ, Verh. d. Conseil Solvay 1911, S. 362, 1913.

[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1150, 1913.

untersuchen, ob die Differenz zwischen den Rotationsfrequenzen wirklich $\frac{h}{2\pi^2 J}$ beträgt.

Tabelle I.
Rotationsfrequenzen des HCl-Moleküls.

Beobachtet E. v. BAHR	n	Berechnet nach (1)
$0{,}745 \,.\, 10^{12}$	1	$0{,}6 \,.\, 10^{12}$
1,395	2	1,2
2,015	3	1,8
2,62	4	2,4
3,20	5	3,0
3,68	6	3,6
4,08	7	4,2

Berechnung des Trägheitsmomentes. Für die mittlere Rotationsenergie E des Chlorwasserstoffmoleküls bei gewöhnlicher Temperatur gilt

$$E = \frac{RT}{N}. \tag{2}$$

$R =$ Gaskonstante, $N =$ AVOGADRO sche Konstante. Denn der Abfall der Rotationsenergie vom klassischen Wert ist bei dieser Temperatur noch kaum merkbar. Weiter muß aber gelten:

$$E = \tfrac{1}{2} J . (2\pi\nu)^2. \tag{3}$$

2) und 3) geben

$$J = \frac{RT}{N . 2\pi^2 \nu^2}. \tag{4}$$

Aus Messungen von RUBENS und v. WARTENBERG[1]) im langwelligen ultraroten Spektrum des Chlorwasserstoffs folgt, daß die häufigste Rotationsfrequenz bei Zimmertemperatur gleich etwa $2 . 10^{12}$ ist.

BURMEISTER[2]) und EVA v. BAHR[3]) finden für die Maxima der beiden Hauptkomponenten der Doppelbande bei $3{,}5\,\mu$ die Werte $3{,}40\,\mu$ und $3{,}55\,\mu$. Hieraus berechnet man als häufigste Rotationsfrequenz den genaueren Wert:

$$\nu = 1{,}87 . 10^{12}.$$

---

1) Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 796, 1911.
2) Ebenda 15, 589, 1913.
3) Ebenda 15, 1153, 1913, Fig. 3.

Wenn wir weiter benutzen:

$$R = 0{,}83 \,.\, 10^{8}, \quad N = 65 \,.\, 10^{22},$$

so erhalten wir für $T = 291^{0}$

$$J = 0{,}54 \,.\, 10^{-39}.$$

Mittels diesem Werte sind nach 1) die Rotationsfrequenzen der Chlorwasserstoffmoleküle berechnet, und die in Tabelle I aufgezeichneten Werte erhalten. Die Übereinstimmung mit den direkt von EVA V. BAHR beobachteten Rotationsfrequenzen ist so gut, wie man überhaupt nach der Messungsgenauigkeit erwarten konnte[1]. Hiermit ist bewiesen, daß die Rotationsenergie der Chlorwasserstoffmoleküle wirklich $= n \,.\, h \,.\, \nu$ ist, und daß wir für diese Rotation mit Quanten von derselben Größe zu rechnen haben wie bei Schwingungen.

Durch die in Tabelle I gefundene Übereinstimmung wird die Gleichung 1), die ich früher aufgestellt habe, bestätigt. Diese Bestätigung scheint besonders deshalb von Interesse zu sein, als von anderen Seiten[2] später aus Gründen, die mir nicht überzeugend erscheinen, die Formel in:

$$\nu = n \cdot \frac{h}{4\,\pi^2 J}$$

umgeändert worden ist.

Kopenhagen, chem. Laboratorium d. Universität, Juni 1914.

---

[1]) Es ist ja auch ungenau, in 4) für ν den häufigsten Wert von ν einzuführen, denn das dort stehende ν^2 ist eigentlich der Mittelwert von ν^2 ($\overline{\nu^2}$).

[2]) P. EHRENFEST, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 451, 1913. EUCKEN, ebenda, S. 1159, 1913.

Zur Berechnung der mittleren Schallgeschwindigkeit in Kristallen;

von L. Hopf und G. Lechner.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 26. Juni 1914.)

(Vgl. oben S. 584.)

Der Zusammenhang zwischen den elastischen Eigenschaften der festen Körper und dem Verlauf ihrer spezifischen Wärme bei tiefer Temperatur, auf den schon EINSTEIN[1]) hinwies, ist exakt formuliert worden in den Theorien von BORN und VON KÁRMÁN[2]) und von DEBIJE[3]). Die Unterschiede zwischen diesen beiden Theorien verschwinden, wenn man sich auf sehr niedrige Temperaturen beschränkt; dies Gebiet hat ohnehin den Vorteil, daß dort die Einflüsse komplizierterer Molekularstruktur bedeutungslos werden und ist daher zur Prüfung der Theorie an der Erfahrung besonders geeignet. Der gesuchte Zusammenhang ist dort dargestellt durch die Beziehung, daß die spezifische Atomwärme

$$C_v = \frac{16\,\pi^5 k^4}{5\,h^3} V_A \left(\frac{T}{c_m}\right)^3 = 2{,}94 . 10^{10}\, V_A \left(\frac{T}{c_m}\right)^3. \qquad 1)$$

Dabei bedeuten h und k die bekannten universellen Konstanten, T die Temperatur, V_A das Atomvolumen. Die Größe c_m allein enthält die elastischen Eigenschaften des Materials, und zwar ist c_m ein in bestimmter Weise gebildeter Mittelwert der Schallgeschwindigkeit, allgemein definiert durch

$$\frac{4\pi}{c_m^3} = \frac{1}{3}\int \left(\sum_{i=1}^{3} \frac{1}{c_i^3}\right) d\,w, \qquad 2)$$

wobei $d\,w$ das Raumwinkelelement bezeichnet, das Integral über die ganze Kugeloberfläche zu erstrecken ist und $c_{1,2,3}$ die drei

---

[1]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) **34**, 170, 1911.
[2]) M. BORN u. TH. VON KÁRMÁN, Phys. ZS. **13**, 297, 1912 u. **14**, 15, 1913.
[3]) P. DEBIJE, Ann. d. Phys. (4) **39**, 789, 1912.

Schallgeschwindigkeiten (eine longitudinale und zwei transversale) in jeder Richtung bedeuten.

Gleichung 2) ist sehr leicht numerisch auswertbar für isotrope Körper; bei solchen hängt ja die Schallgeschwindigkeit nicht von der Richtung ab; es wird einfach

$$\frac{3}{c_m^3} = \frac{2}{c_t^3} + \frac{1}{c_l^3}$$

und die Schallgeschwindigkeiten c_t und c_l lassen sich in bekannter Weise durch die Elastizitätskonstanten λ und μ ausdrücken. BORN und VON KÁRMÁN sowohl, wie DEBIJE haben so c_m bei Metallen berechnet und gute Übereinstimmung mit den aus der spezifischen Wärme folgenden Werten gefunden. EUCKEN[1]) hat jedoch darauf hingewiesen, daß man die Metalle nicht eigentlich als isotrope Körper auffassen könne, und gezeigt, daß die gute Übereinstimmung tatsächlich verschwindet, wenn man die Temperaturabhängigkeit der Elastizitätskonstanten gebührend berücksichtigt.

Sauberer und klarer als bei Metallen liegen die Verhältnisse bei Kristallen; die elastischen Eigenschaften der Kristalle sind an großen Stücken gemessen und ziemlich gut bekannt; allerdings ist ihre Abhängigkeit von der Temperatur noch nicht durchaus gemessen, doch weisen Messungen von MADELUNG an Steinsalz darauf hin, daß die Abhängigkeit von Zimmertemperatur bis zu sehr tiefen Temperaturen nur sehr klein ist.

Hier liegt die Schwierigkeit lediglich auf rechnerischem Gebiet, da das auf der rechten Seite von Gleichung 2) stehende Integral bisher noch nicht exakt ausgeführt werden konnte. Diese Lücke soll im folgenden nun für reguläre Kristalle ausgefüllt werden; die Methode läßt sich auch auf andere Kristallsysteme übertragen, doch sind diese noch nie vom Gesichtspunkt unseres Problems aus behandelt worden.

Unser Problem ist, mathematisch formuliert, das folgende:

Seien c_{11}, c_{12}, c_{44} die drei Elastizitätskonstanten des regulären Kristalls, ϱ seine Dichte, so gibt die Elastizitätstheorie die drei Schallgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von diesen Material-

---

[1]) A. EUCKEN, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 571, 1913 und Anhang zur deutschen Ausgabe der Verhandlungen des Conseil Solvay, S. 386.

konstanten und den Richtungskosinus p, q, r als die drei Wurzeln einer Gleichung dritten Grades. Führt man die Abkürzung ein

$$C' = \frac{c_{12} + c_{44}}{c_{11} - c_{44}}$$

und nimmt als Unbekannte an Stelle der Schallgeschwindigkeit c die Größe

$$z = \frac{\varrho\, c^2 - c_{44}}{c_{11} - c_{44}}, \tag{3}$$

so lautet diese Gleichung:

$$\left. \begin{array}{l} z^3 - z^2 + (1 - C'^2)\,(p^2 q^2 + q^2 r^2 + r^2 p^2)\, z \\ \quad - (1 - 3\,C'^2 + 2\,C'^3)\, p^2 q^2 r^2 = 0 \end{array} \right\} \tag{4}$$

Führen wir weiter die Abkürzungen ein

$$C = \frac{c_{44}}{c_{11} - c_{44}} \quad \text{und} \quad C'' = c_{11} - c_{44},$$

so wird das in Gleichung 2) stehende Integral in den neuen Bezeichnungen:

$$\left(\frac{\varrho}{C''}\right)^{3/2} \int \left(\sum_{i=1}^{3} \frac{1}{(z_i + C)^{3/2}} \right) d\,w. \tag{5}$$

Born und von Kármán haben die Aufgabe gelöst für geringe Abweichung von der Isotropie durch Entwickelung nach Potenzen der kleinen Größe $1 - C'$. Derartige Entwickelungen von der anderen Seite, C' klein, führen auf sehr komplizierte Integrale. Man kann sich aber die Rechnung erheblich vereinfachen, wenn man bedenkt, daß die Größen z alle zwischen 0 und 1 liegen, und in diesem Intervall die Funktion $\frac{1}{(z + C)^{3/2}}$ durch eine handlichere, nur ganze Potenzen von z enthaltende Funktion näherungsweise ersetzt. Wir danken unserem Freund E. Trefftz für den freundlichen Hinweis auf diese dem Physiker wenig geläufige Methode, die sich als sehr bequem und vollkommen ausreichend erweist.

Wir rechnen für einen bestimmten Stoff, gegebenes C, den Wert der Funktion $\frac{1}{(z + C)^{3/2}}$ aus für die Werte $z = 0$, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 und 1. Durch diese sechs Punkte legen wir nach der

LAGRANGEschen Interpolationsmethode eine Kurve fünften Grades in z. Sei

$$\varphi(z) = z(z - 0{,}2)(z - 0{,}4)(z - 0{,}6)(z - 0{,}8)(z - 1)$$

und

$$\varphi_0(z) = \frac{\varphi(z)}{z}, \quad \varphi_{0,2}(z) = \frac{\varphi(z)}{z - 0{,}2} \text{ usf.,}$$

so ist die gesuchte Funktion $f(z)$, welche im betrachteten Intervall den Ausdruck $(z + C)^{-3/2}$ annähert, gegeben durch

$$\left.\begin{aligned} f(z) = C^{-3/2}\frac{\varphi_0(z)}{\varphi_0(0)} &+ (0{,}2 + C)^{-3/2}\frac{\varphi_{0,2}(z)}{\varphi_{0,2}(0{,}2)} \\ + (0{,}4 + C)^{-3/2}\frac{\varphi_{0,4}(z)}{\varphi_{0,4}(0{,}4)} &+ (0{,}6 + C)^{-3/2}\frac{\varphi_{0,6}(z)}{\varphi_{0,6}(0{,}6)} \\ + (0{,}8 + C)^{-3/2}\frac{\varphi_{0,8}(z)}{\varphi_{0,8}(0{,}8)} &+ (1 + C)^{-3/2}\frac{\varphi_1(z)}{\varphi_1(1)} \\ = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 &+ a_3 z^3 + a_4 z^4 + a_5 z^5. \end{aligned}\right\} \quad 6)$$

Man muß diese Funktion natürlich für jeden Kristall besonders ausrechnen und kann sich nicht mit der Genauigkeit des Rechenschiebers begnügen, da in dem Ausdruck $f(z)$ Differenzen großer Zahlen stehen. Indes ist diese rechnerische Kompliziertheit sehr klein gegenüber den mathematischen Schwierigkeiten, die bei jeder anderen Methode auftreten würden.

Tabelle 1.

z	$(z + C)^{-3/2}$	$f(z)$
0,1	2,72	2,74
0,3	1,66	1,66
0,5	1,145	1,145
0,7	0,851	0,850
0,9	0,664	0,672

Tabelle 1 zeigt die Genauigkeit unserer Approximation für Pyrit. In den Punkten 0, 0,2 ... fällt die Annäherungskurve mit der wirklichen exakt zusammen.

Die Abweichung ist sehr klein und wird im Schlußresultat noch kleiner, als die Tabelle hervortreten läßt, da wir nur ein Integral brauchen, das sich über größere Gebiete von $f(z)$ erstreckt. Dabei fällt z. B. die einzige, 1 Proz. übersteigende Abweichung für $z = 0{,}9$ gar nicht ins Gewicht. Ausführliche numerische

Rechnungen haben uns überzeugt, daß bei allen untersuchten Kristallen eine bessere Approximation das Schlußresultat gar nicht beeinflußt.

Legen wir unsere Funktion $f(z)$ zugrunde, so hat die Auswertung des Ausdruckes 5) keine Schwierigkeiten mehr. Unter der Summe stehen nun nur Potenzsummen, die sich in bekannter Weise auf symmetrische Grundfunktionen zurückführen lassen. Es ist mit den Abkürzungen

$$b_1 = (1 - C'^2)(p^2 q^2 + q^2 r^2 + r^2 p^2)$$
$$b_2 = (1 - 3\,C'^2 + 2\,C'^3)\, p^2 q^2 r^2$$
$$\sum z_i = 1$$
$$\sum z_i^2 = 1 - 2\,b_1$$
$$\sum z_i^3 = 1 - 3\,b_1 + 3\,b_2$$
$$\sum z_i^4 = 1 - 4\,b_1 + 4\,b_2 + 2\,b_1^2$$
$$\sum z_i^5 = 1 - 5\,b_1 + 5\,b_2 + 5\,b_1^2 - 5\,b_1\,b_2.$$

Nun bleiben im Ausdruck 5) nur noch ganz einfache Integrale übrig, nämlich:

$$\int (p^2 q^2 + q^2 r^2 + r^2 p^2)\,d\,w = \frac{4\,\pi}{5}$$
$$\int p^2 q^2 r^2\,d\,w = \frac{4\,\pi}{105}$$
$$\int (p^2 q^2 + q^2 r^2 + r^2 p^2)^2\,d\,w = \frac{4\,\pi}{21}$$
$$\int (p^2 q^2 + q^2 r^2 + r^2 p^2)\, p^2 q^2 r^2\,d\,w = \frac{4\,\pi}{385}.$$

Es bleiben nur noch numerische Multiplikationen und Additionen, um den Ausdruck 5) und damit die mittlere Schallgeschwindigkeit in einem Kristall auszuwerten.

Unsere numerischen Resultate sind die folgenden (alle Angaben in C G S - Einheiten):

Sylvin:

$$\varrho = 1{,}98, \quad C^{1)} = 0{,}212, \quad C' = 0{,}276, \quad C'' = 2{,}95 \,.\, 10^{11}.$$
$$f(z) = 10{,}27 - 57{,}6\,z + 172{,}9\,z^2 - 279{,}1\,z^3 + 225{,}3\,z^4 - 71{,}1\,z^5.$$
$$\int \sum f(z)\,d\,w = 4\,\pi \,.\, 13{,}6.$$

---

[1]) Alle elastischen Daten rühren von Voigt her.

Steinsalz:

$$\varrho = 2{,}18, \quad C = 0{,}372, \quad C' = 0{,}752, \quad C'' = 3{,}41 \, . \, 10^{11}.$$

$$f(z) = 4{,}403 - 16{,}24\, z + 38{,}23\, z^2 - 54{,}06\, z^3 + 40{,}54\, z^4 - 12{,}26\, z^5.$$

$$\int \Sigma f(z)\, d\, w = 4\, \pi \, . \, 8{,}26.$$

Flußspat:

$$\varrho = 318, \quad C = 0{,}260, \quad C' = 0{,}606, \quad C'' = 1{,}30 \, . \, 10^{12}.$$

$$f(z) = \frac{1}{3{,}84}\,[28{,}92 - 141{,}71\, z + 379{,}82\, z^2 - 622{,}14\, z^3 + 498{,}1\, z^4 - 155{,}3\, z^5].$$

$$\int \Sigma f(z)\, d\, w = 4\, \pi \, . \, 12{,}1.$$

Pyrit:

$$\varrho = 5{,}03, \quad C = 0{,}413, \quad C' = 0{,}598, \quad C'' = 2{,}555 \, . \, 10^{12}.$$

$$f(z) = \frac{1}{3{,}84}\,[14{,}48 - 49{,}13\, z + 108{,}88\, z^2 - 147{,}74\, z^3 + 107{,}70\, z^4 - 31{,}90\, z^5].$$

$$\int \Sigma f(z)\, d\, w = 4\, \pi \, . \, 6{,}78.$$

In Tabelle 2 sind unsere Schlußresultate mit den von EUCKEN[1]) aus den thermischen Messungen berechneten Größen verglichen:

Tabelle 2.

Kristall	c_m elastisch	c_m thermisch	Abweichung Proz.
Sylvin	2,36 . 10⁵	2,30 . 10⁵	— 2,4
Steinsalz	2,82 . 10⁵	2,72 . 10⁵	— 3,5
Flußspat	4,02 . 10⁵	3,82 . 10⁵	— 5,0
Pyrit	5,43 . 10⁵	5,12 . 10⁵	— 5,7

Die Übereinstimmung ist eine recht gute, wenn man bedenkt, daß bei Metallen z. B. die Abweichungen mindestens 10 Proz. sind. Berechnet man allerdings aus elastischen Konstanten die spezifische Wärme, so werden die Abweichungen dreimal so groß, da c_m^3 in der Formel 1) auftritt.

Auffallend ist, daß die Abweichungen systematisch sind, und zwar (gerade wie bei den Metallen) die elastisch berechnete

[1]) Nach dem oben zitierten Anhang zu den Verh. des Cons. Solvay, wo die Werte gegen die andere Arbeit mit Rücksicht auf neuere Bestimmungen von h und k verbessert sind.

Schallgeschwindigkeit stets größer als die thermisch berechnete ist. Wenn man nicht annehmen will, daß die benutzten universellen Größen h und k noch ungenau sind, so wird man die systematische Abweichung wohl auf die Temperaturabhängigkeit der benutzten Elastizitätskonstanten schieben müssen. THIRRING [1]) hat in seiner letzten Abhandlung die Theorie von BORN und VON KÁRMÁN bei höheren Temperaturen durch bestimmte Annahmen über diese Temperaturabhängigkeit zur Übereinstimmung mit der Erfahrung gebracht. Wir haben diese an sich recht bedenklichen Annahmen auch auf unseren Fall anzuwenden versucht, aber gefunden, daß die Abweichungen nur vergrößert werden. Hoffentlich bringen Experimente bald Klarheit in das Verhalten der elastischen Größen bei tiefer Temperatur.

Aachen, Juni 1914.

---

1) H. THIRRING, Phys. ZS. 15, 182, 1914.

Über das Prinzip von d'Alembert;
von Ernst Schenkl.

Aus dem mathematisch-physikalischen Kabinett der Universität Graz.
Vorstand: Prof. Dr. A. Wassmuth.

(Eingegangen am 11. Juni 1914.)

I. Einleitung.

Bekanntlich sind in dem Ausdruck für das D'ALEMBERT-LAGRANGEsche Prinzip der Dynamik

$$\sum_{i=1}^{i=3n}(m_i \ddot{x}_i - X_i)\,\delta' x_i = 0 \qquad 1)$$

(System von n materiellen Punkten, Bezeichnung sämtlicher Koordinaten mit dem Buchstaben x, X explizite Kraft) die „Variationen" $\delta' x$ als solche ohne Variation der Zeit aufzufassen. Dies wird durch das Axiom über die Ausdehnung der Gleichgewichtszustände auf bewegte Systeme begründet[1]) und bildet den Kernpunkt der Begründung der Mechanik auf die Statik. Die Herleitung der Bewegungsgleichungen für ein bedingtes System aus diesem Prinzip erfolgt bekanntlich durch die LAGRANGEsche Multiplikatorenmethode, und das Resultat sind die sogenannten LAGRANGEschen Gleichungen erster Art. Diese und ebenso natürlich das D'ALEMBERTsche Prinzip haben Gültigkeit für alle Fälle, mögen nun die Bedingungsgleichungen holonome oder nichtholonome, skleronome oder rheonome sein. Im Falle rheonomer Bedingungsgleichungen könnte es verwunderlich scheinen, daß die Verwendung der Variationen $\delta' x$ zum Ziele führt, da die Relationen

$$\sum_i \frac{\partial f_k}{\partial x_i}\,\delta' x_i = 0, \qquad 2)$$

welchen sie genügen sollen, aus den Bedingungsgleichungen geradezu mit Nichtachtung des expliziten Auftretens der Zeit gezogen zu werden scheinen.

---

[1]) A. Voss, Enzykl. d. math. Wiss. IV, 1, S. 78.

Herr BRELL und ich[1]) haben gezeigt, wie dies zu erklären ist; es muß die nach der Zeit differenzierte Bedingungsgleichung

$$\frac{d f_k}{d t} = \sum_i \frac{\partial f_k}{\partial x_i} \dot{x}_i + \frac{\partial f_k}{\partial t} = 0$$

mit δt multipliziert und von der mit Zeitvariation variierten Bedingungsgleichung

$$\sum_i \frac{\partial f_k}{\partial x_i} \delta x_i + \frac{\partial f_k}{\delta t} \delta t = 0$$

subtrahiert werden, worauf sich auf Grund des Zusammenhanges

$$\delta' x_i = \delta x_i - \dot{x} \delta t$$

die Gleichung 2) ergibt.

Diese Überlegung bietet eine formale analytische Begründung für das Auftreten der ohne Zeitvariation gebildeten Variationen $\delta' x$. Herr LINDEMANN[2]) bemerkt jedoch, daß diese Variationen $\delta' x$ (ebenso alle anderen ohne Zeitvariation gebildeten Variationen, welche stets durch den Operator δ' im Gegensatz zu δ, der Variation mit Zeitvariation, bezeichnet werden sollen) physikalisch oder auch nur kinematisch gar keine unmittelbare Bedeutung haben, da ja eine Verschiebung, eine Veränderung der Koordinatenwerte stets nur in einer gewissen Zeit (δt) erfolgen kann. Das ist gewiß der Grund dafür, daß das D'ALEMBERTsche Prinzip einer physikalischen Interpretation Schwierigkeiten entgegensetzt.

Ich habe deshalb versucht, dem D'ALEMBERTschen Prinzip eine Form zu geben, in welcher statt der $\delta' x$ die δx (und natürlich das δt) vorkommen. Dies gelingt formal analytisch sehr einfach auf Grund der von Herrn BRELL und mir gemachten oben erwähnten Überlegung. Die so gewonnene neue Form des D'ALEMBERTschen Prinzips läßt in der Tat eine einfache physikalische Bedeutung erkennen und kann den drei NEWTONschen Axiomen in übersichtlicher Weise angereiht werden.

Ein allgemeiner Beweis des Prinzips kann natürlich auch in dieser Form nicht erbracht werden, doch kann es auf Grund physikalischer Überlegungen plausibel gemacht werden. Endlich kann

---

[1]) H. BRELL und E. SCHENKL, Über die Prinzipe von HAMILTON und MAUPERTUIS. Verh. d. D. Phys .Ges. 15, 1082, 1913.

[2]) F. LINDEMANN, Über das D'ALEMBERTsche Prinzip. Münch. Ber. 34, 77, 1904, S. 99.

das Prinzip in dieser Form mit Hilfe der Geometrie der mehrdimensionalen Räume geometrisch interpretiert und auf sehr einfache Weise als äquivalent mit dem GAUSSschen Prinzip des kleinsten Zwanges erwiesen werden.

II. Formale Ableitung.

Wenn man in den Ausdruck für das D'ALEMBERTsche Prinzip

$$\sum_{i=1}^{3n} (m_i \ddot{x}_i - X_i) \delta' x_i = 0 \qquad 1)$$

die bekannten Relationen

$$\delta' x_i = \delta x_i - \dot{x}_i \, dt \qquad 2)$$

einführt, so ergibt sich (mit Weglassung der Zeiger bei den Summen) die Gleichung

$$\Sigma (m \ddot{x} - X) \delta x - \Sigma (m \ddot{x} - X) \dot{x} \delta t = 0. \qquad 3)$$

Aus der obigen Form (Gl. 1) des D'ALEMBERTschen Prinzips lassen sich die Bewegungsgleichungen

$$m \ddot{x}_i = X_i + \lambda \frac{\partial f}{\partial x_i} \qquad 4)$$

bestimmen, wobei der Einfachheit halber nur eine (holonome) Bedingungsgleichung $f = 0$ angenommen ist. Führt man diese Bewegungsgleichungen in die Gl. 3) ein, so erhält man

$$\sum (m \ddot{x} - X) \delta x - \sum \lambda \frac{\partial f}{\partial x} \dot{x} \delta t = 0. \qquad 5)$$

Auf Grund der nach der Zeit differenzierten Bedingungsgleichung

$$\sum \frac{\partial f}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \qquad 6)$$

erhält die Gl. 5) die Form

$$\Sigma (m \ddot{x} - X) \delta x + \lambda \frac{\partial f}{\partial t} \delta t = 0. \qquad 7)$$

Von dieser Gleichung ist bereits unmittelbar zu ersehen, daß sie aus der Form Gl. 1) des D'ALEMBERTschen Prinzips folgt, und es kann leicht gezeigt weiden, daß dies auch umgekehrt der Fall ist.

Zuvor soll jedoch gezeigt werden, daß und wie man aus der Gl. 7) ebenfalls durch die LAGRANGEsche Multiplikatorenmethode dieselben Bewegungsgleichungen (Gl. 4) erhält. Man hat zu diesem

Zwecke nur von der Gl. 7) die unter Verwendung der Zeitvariation variierte und mit λ multiplizierte Bedingungsgleichung

$$\lambda \sum \frac{\partial f}{\partial x} \delta x + \lambda \frac{\partial f}{\partial t} \delta t = 0 \qquad 8)$$

zu subtrahieren und erhält dabei sofort die Gl. 4). Es folgen also die Gl. 4) ebenso wie aus Gl. 1) auch aus Gl. 7). Mithin kann man in Gl. 7) den Wert von $\frac{\partial f}{\partial t}$ aus Gl. 6) einsetzen, erhält Gl. 5), kann aus dieser mittels der aus Gl. 7) folgenden Gl. 4) die Gl. 3) herstellen und endlich ihr mit Hilfe der Beziehungen Gl. 2) die Form Gl. 1) geben. Damit ist die Umkehrung, welche oben angekündigt wurde, durchgeführt.

Die beiden Gl. 1) und 7) haben also beide die Bewegungsgleichungen zur Folge und können ineinander übergeführt werden. In der Gl. 7) kommen die Variationen δx und δt vor. Es ist mithin die Gleichung

$$\Sigma (m \ddot{x} - X) \delta x + \lambda \frac{\partial f}{\partial t} \delta t = 0 \qquad 9)$$

die angestrebte Form des D'ALEMBERTschen Prinzips.

Es soll noch bemerkt werden, daß zur Herstellung der Bewegungsgleichungen aus der Form Gl. 1) sowohl die variierte als auch die nach der Zeit differenzierte Bedingungsgleichung herangezogen werden muß (siehe Einleitung), während die Form Gl. 7) nur die erstere verlangt.

III. Physikalische Interpretation des D'ALEMBERTschen Prinzips.

Es muß nun gezeigt werden, daß die durch die Einführung der Variationen δx und δt hergestellte neue Form des D'ALEMBERTschen Prinzips tatsächlich der einen der in der Einleitung gestellten Anforderungen entspricht, einer anschaulichen physikalischen Interpretation zugänglich zu sein. Es wird also die Frage aufzuwerfen sein: Was hat dieses Prinzip, aus welchem sich die Bewegungsgleichungen gewinnen lassen, für eine physikalische Bedeutung, was sagt es aus?

Die Beantwortung dieser Frage läuft, wie von vornherein aus der analytischen Ableitung ersehen werden kann, darauf hinaus, die verschiedenen an den Bedingungsgleichungen vorgenommenen

Operationen und die dabei verwendeten „Variationen“ δx und δt physikalisch zu interpretieren.

Der Zweck der Prinzipe der Mechanik ist der, für ein vorgegebenes materielles System, welches gewissen kinematischen Beschränkungen unterworfen ist, die Bewegungsgleichungen zu liefern. Dieses Problem kann für den in Rede stehenden Fall etwas anders formuliert werden. Die Kenntnis der Bewegungsgleichungen ist offenbar gleichbedeutend mit der Kenntnis der Reaktionskräfte, welche definiert sind als diejenigen Kräfte, welche außer den explizierten Kräften wirksam sein müssen, damit dadurch den kinematischen Beschränkungen Genüge geleistet werde. Diese Reaktionskräfte werden offenbar von der Form der Bedingungsgleichungen oder -ungleichungen abhängen, durch welche jene kinematischen Beschränkungen ausgedrückt sind. Die Frage nach den Bewegungsgleichungen läßt sich also folgendermaßen aussprechen: Vorgegeben ist ein materielles System, welches gewissen kinematischen Beschränkungen unterworfen ist und auf welches gewisse explizite Kräfte wirken; welche sind in einem beliebig herausgegriffenen Zeitpunkt, in welchem das System sich in einer bestimmten Konfiguration befindet und einen bestimmten Bewegungszustand besitzt, die Reaktionskräfte? Dabei bedeutet Konfiguration oder Systemlage oder kurz Lage den Inbegriff aller Koordinatenwerte zu einer bestimmten Zeit, Bewegungszustand aber den Inbegriff sämtlicher Geschwindigkeitswerte zu dieser Zeit. Analog will ich den Inbegriff aller Beschleunigungswerte Aktionszustand nennen. Bewegungselement endlich heiße eine in einer kleinen Zeit τ ausgeführte Bewegung, d. h. Lageänderung des Systems, wobei also in der Zeit τ alle Kordinatenwerte gewisse Zuwächse (auch im negativen Sinne zu verstehen) erfahren.

Nun wird durch die kinematischen Beschränkungen das System verhindert, manche von allen denkbaren Lagen einzunehmen; die übrigen Lagen sollen kinematisch mögliche heißen. Es wird aber, wie an Beispielen leicht gezeigt werden kann, durch jene Beschränkungen nicht allein die Auswahl der Lagen des Systems, sondern auch die Mannigfaltigkeit der Bewegungszustände und der Aktionszustände eingeschränkt. Es seien z. B. zwei starre Körper untereinander durch einen unausdehnbaren Faden verbunden, der in je einem bestimmten Punkte der beiden Körper

befestigt ist. Dann sind in allen Fällen, wo der Faden gespannt ist, alle diejenigen Bewegungszustände ausgeschlossen, bei welchen die beiden Befestigungspunkte des Fadens relativ zueinander eine von Null verschiedene Geschwindigkeit im Sinne der zunehmenden Entfernung zwischen einander besitzen würden. Ebenso können keine von Null verschiedene Beschleunigungen dieser beiden Punkte relativ zueinander in der besagten Richtung stattfinden. An dieser Stelle soll zur Vereinfachung der Fall der Bedingungsungleichungen, welche die einseitigen Beschränkungen darstellen, ausgeschlossen werden. Es kann dies deshalb geschehen, weil infolge des Vorhandenseins von Bedingungsungleichungen in der hier behandelten Form des D'ALEMBERTschen Prinzipes ganz analog wie in der sonst üblichen Form desselben das Ungleichheitszeichen auftritt und auch ebenso wie dort zu behandeln ist [1]).

Die Relationen, welche die Beschränkung der Bewegungszustände und der Aktionszustände darstellen, sind die einmal bzw. zweimal nach der Zeit differenzierten Bedingungsgleichungen [2]). Die so erhaltenen Gleichungen folgen daraus, daß die Bedingungsgleichung, welche die kinematische Beschränkung ausdrückt, dauernd bestehen soll.

Man besitzt also in den Bedingungsgleichungen bereits ein Mittel, aus der Menge aller denkbaren Aktionszustände diejenigen abzusondern, welche nicht durch die kinematischen Beschränkungen ausgeschlossen sind; es sind dies diejenigen, welche jene linearen Relationen zwischen den einzelnen Beschleunigungen erfüllen, die durch zweimalige Differentiation der Bedingungsgleichungen nach der Zeit entstehen. Diese Aktionszustände heißen kinematisch mögliche. Ebenso werden die Lagen bzw. Bewegungszustände, welche den Bedingungsgleichungen selbst bzw. den einmal nach der Zeit differenzierten Bedingungsgleichungen Genüge leisten, als kinematisch mögliche bezeichnet. Die Aufgabe der Prinzipe ist also auf die Auswahl des wirklich eintretenden aus allen kinematisch möglichen Aktionszuständen zurückgeführt.

Nun sollen noch die Größen δx_i und δt erklärt werden. Man denke sich einen beliebigen bestimmten Zeitpunkt t, in welchem das

---

[1]) BOLTZMANN, Mechanik I, S. 115 ff.

[2]) Bezüglich der nicht holonomen Bedingungen siehe H. BRELL und E. SCHENKL, l. c., S. 1086.

System sich in einer bestimmten Lage befindet, welche durch die Werte x_i zu dieser Zeit gegeben ist. Nun sollen in einer kleinen Zeit Δt die Koordinatenwerte Zuwächse erfahren, welche mit Δx_i bezeichnet werden; dann heißt diese Lageänderung des Systems in der Zeit Δt ein Bewegungselement von der betreffenden Lage aus. Wenn man nun fordert, daß die Endlage dieses Bewegungselementes eine kinematisch mögliche sei, so besagt dies für die Δx, daß die Werte $x_i + \Delta x_i$ die zur Zeit $t + \Delta t$ geltenden Bedingungsgleichungen erfüllen sollen; nun gibt es offenbar Systeme Δx_i, welche dieser Forderung nicht genügen, und solche, welche ihr genügen, die letzteren seien $[\Delta^{(1)} x_1, \Delta^{(1)} x_2, \Delta^{(1)} x_3 \ldots \Delta^{(1)} x_n]$, $[\Delta^{(2)} x_1, \Delta^{(2)} x_2, \Delta^{(2)} x_3 \ldots \Delta^{(2)} x_n]$ usw. Jedes solcher Systeme $(\Delta x_i)^{(1)}, (\Delta x_i)^{(2)} \ldots (\Delta x_i)^{(\nu)} \ldots$ stellt nach der gebrauchten Bezeichnung ein kinematisch mögliches Bewegungselement dar, und es sollen die den kinematisch möglichen Bewegungselementen angehörigen Zuwächse mit δx_i bezeichnet werden. Unter der Voraussetzung der infinitesimalen Kleinheit des Zeitteilchens, in welchem das Bewegungselement geschieht und welches nun auch δt heißen soll, werden nun die Relationen, welche die δx_i erfüllen, die sogenannten „variierten" Bedingungsgleichungen, deren Herstellung und Form bekannt ist. Wesentlich ist hier die Auffassung der Systeme $(\delta x_i, \delta t)$ als kinematisch möglicher Bewegungselemente; die sonst gebrauchten Systeme (δx_i), bei welchen kein Zeitelement vorkommt, können in dieser Weise nicht unmittelbar interpretiert werden.

Nun kann die Frage, was das Prinzip in der Form Gl. 7) des II. Abschnittes aussagt, beantwortet werden. Die Ausdrücke $(m\ddot{x}_i - X_i)$ stellen nach der Definition der Reaktionskräfte (S. 654) diese selbst dar. Der Ausdruck

$$\sum^i (m\ddot{x}_i - X_i)\,\delta x_i \tag{10}$$

stellt also die Arbeit der Reaktionskräfte bei irgend einem kinematisch möglichen Bewegungselement vor. Für den Fall, daß die Zeit in den Bedingungsgleichungen nicht explizit auftritt, daß also, wenn l Bedingungsgleichungen vorhanden sind, alle $\frac{\partial f_k}{\partial t}$ $(k = 1, 2 \ldots l)$ gleich Null sind, lautet die entsprechende Form des Prinzips:

$$\sum_i (m\ddot{x}_i - X_i)\,\delta x_i = 0,$$

d. h., daß die Arbeit der Reaktionskräfte für alle kinematisch möglichen Bewegungselemente gleich Null sein soll. Sind aber nicht alle $\frac{\partial f_k}{\partial t}$ gleich Null, d. h. liegen rheonome Bedingungsgleichungen vor, so lautet das Prinzip:

$$\sum_i (m\ddot{x}_i - X_i)\,\delta x_i + \sum_k \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial t}\,\delta t = 0. \qquad 11)$$

Dies sagt aus, daß die Arbeit der Reaktionskräfte den Betrag

$$-\sum_k \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial t}\,\delta t \qquad 12)$$

annehmen soll, d. h., wenn man von der Bedeutung der LAGRANGEschen Multiplikatoren λ_k einstweilen absieht und sie nur als Proportionalitätsfaktoren betrachtet, daß die Arbeit der Reaktionskräfte für jede rheonome Bedingungsgleichung proportional dem Ausdruck $\frac{\partial f_k}{\partial t}\,\delta t$ sein soll. Die Ausdrücke $\frac{\partial f_k}{\partial t}$ stellen in gewisser Weise die Veränderlichkeit der kinematischen Beschränkungen mit der Zeit dar, wie das bei der geometrischen Interpretation dieser Form des Prinzipes besser ersichtlich gemacht werden wird.

Für den Fall skleronomer Bedingungsgleichungen lautet das Prinzip also: Unter allen kinematisch möglichen Aktionszuständen ist derjenige der wirklich eintretende, für welchen bei keinem kinematisch möglichen Bewegungselement die Reaktionskräfte Arbeit leisten. Für einen spezielleren Fall läßt sich eine physikalische Begründung des Prinzips in dieser Form geben. Es ist dies der Fall, daß die expliziten Kräfte nicht von den Geschwindigkeiten abhängen. Dann läßt sich folgende Überlegung ausführen: Es kann als Erfahrungssatz betrachtet werden, daß bei keiner wirklichen, natürlichen Bewegung die Reaktionskräfte Arbeit leisten. Es müssen also die wirklich eintretenden Reaktionskräfte jedenfalls so beschaffen sein, daß sie bei dem der wirklich eintretenden Bewegung angehörigen Bewegungselement, welches durch den Bewegungszustand zur betreffenden Zeit gegeben ist, keine Arbeit leisten. Nun werde angenommen, daß die Reaktionskräfte bei manchen — mindestens bei einem — kinematisch möglichen Bewegungselementen eine von Null verschiedene Arbeit leisten. Greift man ein solches Bewegungselement heraus, so läßt sich

eine dieses Bewegungselement enthaltende Bewegung angeben, welche kinematisch möglich ist (d. h. daß das betr. ihrer Elemente diese Eigenschaft hat) und die betrachtete Lage unter der Wirkung derselben expliziten Kräfte und mit denselben Beschleunigungen durchschreitet, wie die oben erwähnte wirklich eintretende Bewegung. Der Bewegungszustand dieser zweiten Bewegung in dem betrachteten Punkt ist natürlich ein anderer als der der wirklich eintretenden Bewegung, da ihr dasjenige Bewegungselement angehört, welches beliebig herausgegriffen wurde. Zufolge der Voraussetzung über die expliziten Kräfte können diese dieselben sein wie in der wirklichen Bewegung. Die zweite Bewegung hat also mit der ersten in dem betrachteten Zeitpunkt die Lage, die expliziten Kräfte und die Beschleunigungen gemeinsam, nicht aber den Bewegungszustand und dementsprechend auch nicht das Bewegungselement. Im übrigen Verlauf brauchen die beiden Bewegungen natürlich gar nichts miteinander zu tun zu haben. Da nun die Reaktionskräfte durch die Beschleunigungen und die expliziten Kräfte vollständig bestimmt sind, so hat die zweite (gedachte) Bewegung in dem betrachteten Zeitpunkt auch dieselben Reaktionskräfte wie die erste (wirklich eintretende), welche jedoch jetzt eine von Null verschiedene Arbeit leisten. Nun ist es durch geeignete Wahl eines Anfangszustandes immer möglich, die zweite, gedachte Bewegung, die ja kinematisch möglich ist, zu realisieren. Es müßte mithin eine natürliche Bewegung geben, bei welcher für ein Bewegungselement die Reaktionskräfte eine von Null verschiedene Arbeit leisten, was aber dem oben erwähnten Erfahrungssatz zuwiderlaufen würde. Mithin kann der wirklich eintretende Aktionszustand (der ersten Bewegung) nur derjenige sein, für welchen bei keinem kinematisch möglichen Bewegungselement die Reaktionskräfte Arbeit leisten.

Diese Überlegung und die in ihrem Verlauf hingestellten Sätze können mit Hilfe der Interpretation des Prinzips durch die Geometrie mehrdimensionaler Räume deutlicher ausgeführt werden.

IV. Stellung des D'ALEMBERTschen Prinzips zu den NEWTONschen Axiomen.

Es soll nun noch kurz die Stellung des D'ALEMBERTschen Prinzips zu den drei NEWTONschen Axiomen skizziert werden. Diese Zusammenstellung bezieht sich nicht notwendigerweise auf

die oben entwickelte Form des Prinzips, obschon diese meines Erachtens auch hier die beste Anschauung vermittelt. Ferner ist keineswegs gemeint, daß mit den folgenden Interpretationen der drei Axiome deren Inhalt vollständig wiedergegeben ist, sie enthalten natürlich noch manches, was hier nicht erwähnt wird[1]).

Das erste NEWTONsche Axiom, das Trägheitsprinzip, besagt in seiner ursprünglichen Fassung: Beschleunigungen treten dann und nur dann auf, wenn Kräfte wirksam sind. Für ein freies System können diese Kräfte natürlich nur die expliziten sein. Das Axiom behauptet also das Bestehen eines Zusammenhanges zwischen Kraft und Beschleunigung. Damit dies einen Sinn hat, muß natürlich feststehen, was Kraft und was Beschleunigung ist. Die letztere wird rein kinematisch definiert (mit allen Vorbehalten bezüglich Relativität der Bewegung) und der erstere Begriff muß rein erfahrungsmäßig, etwa durch Abstraktion aus den Muskelempfindungen, gewonnen werden. Dann ist das Axiom wirklich eine Aussage.

Das zweite Axiom, das Aktionsprinzip, führt nun diesen Zusammenhang für ein freies System wirklich aus. Es enthält deshalb noch einmal das erste Axiom; man braucht nur in der Gleichung

$$m \ddot{x}_i = X_i$$

die X_i alle gleich Null zu setzen. Die beiden ersten Axiome liefern bereits die Bewegungsgleichungen für ein freies System. Beide können durch die Erfahrung gewonnen bzw. bestätigt werden.

Das dritte Axiom, das Reaktionsprinzip, behauptet wiederum, wie das erste, das Bestehen eines Zusammenhanges, und zwar zwischen Wirkung und Gegenwirkung; zugleich führt es, wie das zweite, diesen Zusammenhang bereits aus. Es läßt sich aber aus dem dritten Axiom das Bestehen noch eines anderen Zusammenhanges ableiten, das ist der zwischen den kinematischen Beschränkungen und den sogenannten Reaktionskräften. Das Axiom lehrt die Ersetzbarkeit der kinematischen Beschränkungen durch (gedachte) Kräfte[2]). Diesen Zusammenhang aber führt das Reaktionsprinzip nicht aus[3]).

---

[1]) Siehe z. B. VOLKMANN, Einführung in das Studium der theoretischen Physik u. a.

[2]) VOLKMANN, l. c., S. 64 f.

[3]) Hier stimme ich der zitierten Ableitung VOLKMANNS nicht bei, indem ich die Einführung der Reaktionskraft als Normalkraft auf die Fläche, auf

Diesen Zusammenhang auszuführen ist die Aufgabe des D'ALEMBERTschen Prinzips und der Prinzipe der Mechanik überhaupt. Das D'ALEMBERTsche Prinzip kann also den drei NEWTONschen Axiomen als viertes angereiht werden, indem es den durch das dritte seinem Bestehen nach behaupteten Zusammenhang zwischen den kinematischen Beschränkungen und den sie ersetzenden Kräften dahin ausführt, daß diese Reaktionskräfte bei jedem kinematisch möglichen Bewegungselement eine Arbeit vom Betrage

$$-\sum \lambda_k \frac{\partial f_k}{\partial t}\, \delta t$$

leisten.

V. Geometrische Interpretation des D'ALEMBERTschen Prinzips.

Es soll nun die angekündigte geometrische Interpretation der oben entwickelten Form des D'ALEMBERTschen Prinzips ausgeführt werden. Vorausgesetzt ist ein System von n materiellen Punkten, deren Konfiguration durch $3n$ rechtwinkelige Koordinaten x_i ($i = 1, 2 \dots 3n$) angegeben wird. Das System soll kinematischen Beschränkungen unterworfen sein, deren Zahl k sei; sie sollen skleronom oder rheonom, aber alle holonom sein. Auf das System wirken gewisse vorgegebene explizite Kräfte, die innere oder äußere sein können.

Nun kann man — geradeso wie dies in der statistischen Mechanik üblich ist — ein solches System auf einen linearen Raum abbilden, dessen Dimensionszahl gleich ist $3n$, der Anzahl der Koordinaten im materiellen System. Wenn man in diesem $3n$-dimensionalen Raume R_{3n} ein Koordinatensystem festlegt, welches orthogonal sein soll und dessen Achsen nacheinander als x_1-Achse, x_2-Achse usw. x_{3n}-Achse bezeichnet werden, so ist das materielle System seiner Lage nach durch einen Punkt des R_{3n} eindeutig dargestellt. Dieser Punkt heiße der Bildpunkt des Systems.

---

welcher der materielle Punkt zu verbleiben gezwungen ist, als eine Vorwegnahme des D'ALEMBERTschen Prinzips ansehe. Wenn die dort angegebene Ableitung der LAGRANGEschen Bewegungsgleichungen erster Art ohne Heranziehung des D'ALEMBERTschen Prinzips (oder eines gleichwertigen) möglich wäre, dann wäre dieses ja ganz überflüssig.

Jede Lageänderung des materiellen Systems wird nun durch eine Ortsänderung des Bildpunktes im R_{3n} wiedergegeben. Stetigkeit der Bewegung des materiellen Systems zeigt sich in Stetigkeit der Ortsveränderung des Bildpunktes im R_{3n} usw. Der Bewegungszustand des materiellen Systems ist durch die Geschwindigkeit des Bildpunktes, der Aktionszustand durch die Beschleunigung desselben dargestellt.

Ein Vektor im dreidimensionalen physischen Raume wird durch einen Vektor im R_{3n} wiedergegeben, dessen Komponenten nach sämtlichen Achsen mit Ausnahme derjenigen Null sind, welche die Komponenten des Vektors im dreidimensionalen Raume enthalten. Eine Kraft, welche z. B. auf den ersten materiellen Punkt m_1 wirkt, wird im R_{3n} durch einen Vektor dargestellt, welcher von Null verschiedene Komponenten nur nach den Achsen x_1, x_2 und x_3 besitzt. Eine Kraft, welche auf den zweiten materiellen Punkt m_2 wirkt, hat im R_{3n} das Bild eines Vektors, der nur Komponenten nach den Achsen x_4, x_5 und x_6 hat usw. Im R_{3n} können nun diese Vektoren zu einer Resultierenden vereinigt werden, aus welcher umgekehrt stets alle an den einzelnen materiellen Punkten angebrachten Vektoren eindeutig entnommen werden können. Es wird also die Gesamtheit aller auf das System wirkenden expliziten Kräfte durch einen Vektor („Kraftvektor") vom Bildpunkt aus im R_{3n} dargestellt, ebenso die Gesamtheit aller Geschwindigkeiten, der Bewegungszustand, durch einen Vektor („Geschwindigkeitsvektor"), analog Aktionszustand und Bewegungselement. Ganz analog wie im dreidimensionalen physischen Raume kann auch der Begriff der Arbeit als skalares Produkt aus einem Kraftvektor und einem Verschiebungsvektor gebildet werden.

Nun muß die Wirkung der kinematischen Beschränkungen im R_{3n} untersucht werden. Wenn das System ein freies ist, so steht der Bewegung des Bildpunktes im R_{3n} der ganze R_{3n} zur Verfügung, wodurch ja eben ausgedrückt ist, daß das materielle System jede Lage einnehmen kann. Kinematische Beschränkungen werden jedoch gewisse Teile des R_{3n} für den Bildpunkt unzugänglich machen; die übrigbleibenden Lagen des Bildpunktes im R_{3n} sollen kinematisch mögliche heißen. Aber auch manche Geschwindigkeiten und ebenso manche Beschleunigungen des Bildpunktes werden durch die kinematischen Beschränkungen ausgeschlossen sein, und wie bei den Lagen werden die nicht aus-

geschlossenen Geschwindigkeiten bzw. Beschleunigungen kinematisch mögliche benannt. Es werden also auf den Bildpunkt im R_{3n} ebenfalls die Begriffe kinematisch mögliche Lage, desgleichen Bewegungszustand (hier gegeben durch einen einzigen Geschwindigkeitsvektor) und desgleichen Aktionszustand (hier gegeben durch einen einzigen Beschleunigungsvektor) angewendet.

Eine holonome Bedingungsgleichung

$$f(x_1, x_2, \dots x_{3n}, t) = 0$$

stellt im R_{3n} stets eine „Fläche" vor, welche je nachdem $\frac{\partial f}{\partial t}$ gleich oder ungleich Null mit der Zeit unveränderlich oder veränderlich ist (über den Ausschluß des Ungleichheitszeichens in den Bedingungsgleichungen siehe S. 655). Diese Bedingungsgleichung besagt, daß der Bildpunkt bei seinen Bewegungen im R_{3n} stets auf dieser Fläche bleiben muß. Bestehen mehrere Bedingungsgleichungen, so muß der Bildpunkt auf jeder zugehörigen Fläche verbleiben, d. h. die Gesamtwirkung ist die, daß er auf der allen diesen „Flächen" gemeinsamen Punktmannigfaltigkeit (mit entsprechend niedrigerer Dimensionszahl) verbleibt. Diese Punktmannigfaltigkeit kann natürlich singuläre Stellen haben, die eine besondere Behandlung erfordern.

Ein bedingtes System wird also im R_{3n} durch einen Bildpunkt mit der Beschränkung seiner Bewegungsfreiheit auf eine gewisse Punktmannigfaltigkeit dargestellt. Es können jedoch die einzelnen kinematischen Beschränkungen auch getrennt und nacheinander eingeführt werden, wodurch die Zahl der Freiheitsgrade von $3n$ nach und nach auf $3n-k$ herabgesetzt wird. Im folgenden wird dieser letztere Vorgang eingeschlagen und deshalb zur Vereinfachung nur eine Bedingungsgleichung betrachtet werden.

Ein kinematisch mögliches Bewegungselement des Bildpunktes ist nun offenbar ein solches, dessen Komponenten δx_i mit der zur Ausführung des Bewegungselementes nötigen Zeit δt in dem Zusammenhang stehen, daß

$$\sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta x_i + \frac{\partial f}{\partial t} \delta t = 0$$

oder

$$\sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta x_i = -\frac{\partial f}{\partial t} \delta t \tag{13)}$$

Aus der letzteren Form ist zu ersehen, daß diese Relation fordert, daß die Normalprojektion des Bewegungselementes auf die Flächennormale im Bildpunkt dem Ausdruck $-\frac{\partial f}{\partial t}\delta t$ proportional sei, also gleich Null für eine skleronome, von Null verschieden für eine rheonome Bedingungsgleichung. Denn die Ausdrücke $\frac{\partial f}{\partial x_i}$ sind bis auf den Faktor $\sqrt{\sum\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2}$ die Richtungskosinus der Flächennormalen im R_{3n}.

Ein kinematisch möglicher Bewegungszustand des Bildpunktes ist gebunden an die Relation

$$\frac{df}{dt} \equiv \sum^i \frac{\partial f}{\partial x_i}\dot{x}_i + \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

oder

$$\sum^i \frac{\partial f}{\partial x_i}\dot{x}_i = -\frac{\partial f}{\partial t}. \qquad 14)$$

Diese Relation gibt nach der obigen Bemerkung die Normalprojektion der Geschwindigkeit des Bildpunktes auf die Flächennormale an.

Ein kinematisch möglicher Aktionszustand endlich erfordert

$$\frac{d^2 f}{dt^2} = 0$$

oder

$$\sum^i \frac{\partial f}{\partial x_i}\ddot{x}_i = -\sum\sum^i \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_l}\dot{x}_i\dot{x}_l - \sum^l \frac{\partial^2 f}{\partial x_l \partial t}\dot{x}_l - \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}. \qquad 15)$$

Diese Gleichung gibt den Betrag der Normalprojektion der Beschleunigung des Bildpunktes auf die Flächennormale an. Diese Projektion ist also aus rein kinematischen Betrachtungen zu gewinnen und durch Einführung der Massen $m_1 \ldots m_n$ auch die der gesamten Aktion.

Das D'ALEMBERTsche Prinzip Gl. 7) oder

$$\sum^i (m_i\ddot{x}_i - X_i)\,\delta x_i = -\lambda\frac{\partial f}{\partial t}\delta t \qquad 16)$$

sagt aus, daß das skalare Produkt aus den Reaktionskräften und den Komponenten der Verschiebung jedes kinematisch möglichen Bewegungselementes den rechtsstehenden Wert annehmen solle. Aus Gl. 13) kann die Bedeutung des Ausdruckes $-\frac{\partial f}{\partial t}\delta t$ ent-

nommen werden; er ist proportional der Projektion der Verschiebung des Bildpunktes auf die Flächennormale bei jedem kinematisch möglichen Bewegungselement. Für den Fall einer skleronomen Bedingungsgleichung ist dieser Wert gleich Null; für eine rheonome wird die rechte Seite der Gl. 16) proportional der eben erwähnten Normalprojektion, die in diesem Falle von Null verschieden ist. Hier wird, wie oben S. 657 angekündigt, verständlich, warum die Arbeit der Reaktionskräfte für den rheonomen Fall proportional $\frac{\partial f}{\partial t}\,\delta t$ gesetzt wird. Nach dieser Interpretation besagt nun Gl. 16), das D'ALEMBERTsche Prinzip, — wie leicht einzusehen ist — in beiden Fällen, daß der Vektor, welcher im R_{3n} die Reaktionskraft darstellt, senkrecht auf der Fläche stehen muß. Im skleronomen Falle liegen sämtliche kinematisch möglichen Bewegungselemente in der Tangentialebene im Bildpunkt an der Fläche; die Richtung, welche auf allen diesen Bewegungselementen senkrecht stehen soll (denn das wird durch das Nullwerden des skalaren Produktes gefordert), kann nur die Flächennormale sein. Im rheonomen Falle sind zwei Flächen zu betrachten, die zur Zeit t und die zur Zeit $t + \delta t$, welche einander infinitesimal benachbart sind und ebenso eine gemeinsame Normale, mithin parallele Tangentialebenen haben; die den kinematisch möglichen Bewegungselementen zugehörigen Verschiebungen gehen von dem Bildpunkt zur Zeit t aus, der in der Fläche zur Zeit t liegt, und endigen in der Tangentialebene der Fläche zur Zeit $t + \delta t$ in infinitesimaler Entfernung vom Durchstoßpunkt der gemeinsamen Flächennormalen. Wenn hier das skalare Produkt eines Kraftvektors mit jeder je einem kinematisch möglichen Bewegungselement entsprechenden Verschiebung denselben Wert annehmen soll, so kann schon aus Symmetriegründen dieser Kraftvektor nur in die Richtung der Flächennormalen fallen (es kann dies jedoch auch vollständig gezeigt werden).

Es ist nun möglich, zu zeigen, daß mit Hilfe dieser Aussage über den die Reaktionskräfte darstellenden Vektor der Vektor der gesamten Aktion im R_{3n} (dessen Komponenten $m_1\ddot{x}_1$, $m_1\ddot{x}_2$ usw. sind) nach Größe und Richtung konstruiert, mithin der Aktionszustand für das materielle System eindeutig bestimmt werden kann.

Man hat nämlich im Bildpunkt den vorgegebenen Vektor der expliziten Kräfte nach Größe und Richtung; aus kinematischen Betrachtungen allein ist der Betrag der Normalprojektion des zu suchenden Aktionsvektors auf die Flächennormale bekannt; das d'Alembertsche Prinzip endlich gibt die Richtung des Vektors der Reaktionskräfte an. Nun ist der Vektor der gesamten Aktion die Resultierende aus dem Vektor der expliziten Kräfte und dem Vektor der Reaktionskräfte; man kennt also von einem zu suchenden Vektor (der gesamten Aktion) eine Komponente nach Größe und Richtung (explizite Kräfte), die Richtung der zweiten Komponente (Reaktionskräfte) und endlich den Betrag der Normalprojektion des gesuchten Vektors auf die Richtung der zweiten Komponente (Gl. 15). Dadurch ist aber der gesuchte Vektor nach Größe und Richtung eindeutig bestimmt.

Hier soll nun noch kurz angedeutet werden, wie die S. 658 erwähnte Wiederholung der dort ausgeführten Überlegung durchgeführt werden kann. Es sollte aus dem Erfahrungssatz, daß die Reaktionskräfte bei der wirklichen, natürlichen Bewegung keine Arbeit leisten, für den Fall, daß die expliziten Kräfte nicht von den Geschwindigkeiten abhängen, das d'Alembertsche Prinzip gefolgert werden, daß nämlich eine solche Arbeit bei keinem kinematisch möglichen Bewegungselement auftreten könne. Nach den geometrischen Ausführungen handelt es sich also darum, zu zeigen, daß in diesem Falle im R_{3n} der Vektor der Reaktionskräfte auf der Fläche senkrecht steht, wenn man weiß, daß er auf der einem einzelnen kinematisch möglichen Bewegungselement angehörigen Verschiebung senkrecht steht. Gesetzt, der Vektor stehe zwar auf einer Verschiebung — der der wirklichen Bewegung — senkrecht, auf einer anderen kinematisch möglichen aber nicht, so steht er auf keiner kinematisch möglichen Verschiebung außer der ersten senkrecht. Nun gibt es stets Bewegungen, welche in dem betreffenden Zeitpunkt kinematisch möglich (im Hinblick auf die vorausgesetzte Bedingung) sind, deren Bildpunkte aber den betreffenden Punkt des R_{3n} wohl mit derselben Beschleunigung, nicht aber mit derselben Geschwindigkeit passieren; solche Bewegungen brauchen, wie oben S. 658 erwähnt wurde, in ihrem übrigen Verlaufe mit der wirklich eintretenden Bewegung nichts zu tun zu haben. Durch Wahl eines geeigneten Anfangszustandes kann man erreichen, daß eine solche Be-

wegung wirklich eintritt, welche im betreffenden Zeitpunkt dieselbe Lage und dieselbe Beschleunigung des Bildpunktes besitzt, welcher aber eines von jenen Bewegungselementen angehört, auf welchen der Vektor der Reaktionskräfte nach der Annahme nicht senkrecht steht. Der Vektor der expliziten Kräfte bleibt laut Voraussetzung ungeändert. Eine solche Bewegung widerspricht jedoch dem erwähnten Erfahrungssatz; deshalb muß der Vektor der Reaktionskräfte auf der Fläche normal stehen.

Nun soll noch — wie in der Einleitung angekündigt — diese geometrische Interpretation auf das GAUSSsche Prinzip des kleinsten Zwanges übertragen und dabei dessen Äquivalenz mit dem D'ALEMBERTschen Prinzip nachgewiesen werden. Das GAUSSsche Prinzip sagt aus, daß der Ausdruck

$$\sum^{i} [(m_i \ddot{x}_i - X_i)^2] = \text{Min.} \qquad 17)$$

für die wirkliche Bewegung ein Minimum wird, d. h., daß, wenn man diese Summe für alle kinematisch möglichen Bewegungen oder, genauer gesagt, Bewegungselemente bildet, dieselbe für die wirklich eintretende Bewegung den kleinsten unter allen vorkommenden Werten liefert. Dabei sind bekanntlich Lage und Bewegungszustand unverändert festzuhalten, und nur der Aktionszustand wird variiert. Die Bedingung dafür, daß der Aktionszustand ein kinematisch möglicher sei, ist wie früher $\frac{d^2 f}{dt^2} = 0$ oder Gl. 15). Diese Gleichung wird, wie bekannt, nach GAUSS' Manier variiert und so die LAGRANGEschen Gleichungen abgeleitet.

Die Summe in Gl. 17) stellt aber nach der hier durchgeführten geometrischen Interpretation das Quadrat des Betrages des Reaktionskräftevektors im R_{3n} dar. Das GAUSSsche Prinzip sagt also aus: Unter allen Reaktionskräftevektoren, welche das System im Verein mit den expliziten Kräften zu einer kinematisch möglichen Bewegung zu veranlassen geeignet sind, d. h. für welche die Beschleunigungskomponenten die Gl. 15) erfüllen, ist derjenige der wirklich eintretende, welcher den kleinsten Betrag besitzt. Nun läßt sich leicht zeigen (dies wird hier der Kürze halber nicht ausgeführt), daß der so bestimmte wirklich eintretende Reaktionskräftevektor auf der Fläche im R_{3n} normal stehen muß. Damit ist die Äquivalenz der beiden Prinzipe nachgewiesen.

Der Vorteil dieser geometrischen Darstellung liegt darin, daß jede holonome Bedingungsgleichung durch eine Fläche im R_{3n} dargestellt wird. Nicht holonome Bedingungsgleichungen können auf diese Art allerdings nicht behandelt werden, doch treten sie weniger häufig auf als die holonomen, und es erscheint mir sehr zweifelhaft, ob sie sich im allgemeinen, abgesehen von speziellen Fällen wie das Rollen, überhaupt irgendwie anschaulich machen lassen. Für die geometrische Darstellung aber ist die hier entwickelte Form des D'ALEMBERTschen Prinzips bedeutend geeigneter als die übliche, da die in der letzteren enthaltenen virtuellen Verschiebungen $\delta' x_i$ nur sehr mittelbar und unanschaulich gedeutet werden können. Für die tatsächliche Berechnung der Bewegungsgleichungen ist natürlich zwischen den beiden Formen des Prinzips kein wesentlicher Unterschied.

Die Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie; von Hermann Behnken.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1914.)

(Vgl. oben S. 583.)

Die zurzeit meist angewendete Methode, die Empfangsstärke funkentelegraphisch übermittelter Zeichen zu bestimmen, ist die sogenannte Parallelohmmethode. Diese besteht darin, daß zu dem im Detektorkreise befindlichen Telephon ein Widerstand parallel geschaltet und so lange verkleinert wird, bis der Beobachter die Zeichen im Telephon gerade nicht mehr wahrnimmt. Das Verhältnis des parallel geschalteten Widerstandes zum Widerstand des Telephons liefert dann ein Maß für die Lautstärke. Diese Methode läßt sich selbst bei den geringsten noch praktisch brauchbaren Lautstärken anwenden, vermag aber aus mehreren Gründen nur mangelhafte Ergebnisse zu liefern. Ihr Hauptfehler liegt darin, daß sie eine subjektive Methode ist, bei der die Hörfähigkeit des Beobachters eine große Rolle spielt. Dieser Nachteil läßt sich dadurch beseitigen, daß man an Stelle des Telephons ein Galvanometer in den Detektorkreis legt und die Empfangsstärke aus dem Galvanometerausschlage beurteilt. Allen Empfangsmethoden, die einen Kontaktdetektor[1]) verwenden, ist der Nachteil gemeinsam, daß es sehr schwierig ist, diesen auf konstanter Empfindlichkeit zu halten, was natürlich für Messungen unbedingt erforderlich ist. Bei stärkeren atmosphärischen Störungen gelingt dies fast nie. Übrigens sind die letztgenannten Methoden kürzlich von F. Braun[2]) und von A. Klages und O. Demmler[3]) einer eingehenderen Kritik unterzogen worden.

Man hat deshalb immer wieder versucht, den Kristalldetektor durch einen anderen Indikator zu ersetzen. Doch reichte bei fast

1) Zuerst angewandt von F. Braun unter Benutzung von Psilomelankristallen. Elektrot. ZS. 27, 1199, 1906.

2) F. Braun, Jahrb. d. drahtl. Tel. 8, 203, 1914.

3) A. Klages und O. Demmler, ebenda S. 212, 1914.

allen Apparaten, welche den Nachteil der Inkonstanz vermeiden, wie z. B. Thermoelement, Bolometer, Gasdetektoren, die Empfindlichkeit bei weitem nicht an die des Bleiglanzdetektors heran.

Im folgenden soll nun eine Methode beschrieben werden, die an Empfindlichkeit mit dem Kristalldetektor vergleichbar, durch atmosphärische Entladungen durchaus nicht beeinflußt wird und die es daher ermöglicht, jederzeit brauchbare Messungen der Empfangsstärke vorzunehmen. Der wesentlichste Bestandteil der neuen Meßanordnung ist eine lichtelektrische Zelle, die mit Kalium beschickt ist[1]). Die Anwendung lichtelektrischer Zellen zum Empfang funkentelegraphischer Zeichen ist, obwohl bisher selten benutzt, doch nicht neu. J. KUNZ und J. KEMP[2]) wandten die Photozelle in einer Galvanometerschaltung ähnlich, wie sie bei Kristalldetektoren üblich ist, an. Außerdem findet sich in einer Arbeit von G. HERBERT ANDERSON[3]), welcher die Gleichrichterwirkung von Photozellen untersuchte, die Bemerkung, daß eine solche Zelle in der Funkentelegraphie brauchbar sei. Doch war bisher der praktische Erfolg gering. Da nämlich selbst eine hochempfindliche Kaliumzelle immer noch einen sehr hohen Widerstand hat, sind die durch die Zelle gleichgerichteten Ströme außerordentlich schwach. Jedenfalls ist die Empfindlichkeit eines Kristalldetektors von ganz anderer Größenordnung. Dagegen wird die Photozelle sehr brauchbar, wenn man nicht Ströme, sondern Spannungen zum Gegenstand der Messung macht und als Meßinstrument ein Elektrometer benutzt. Dies geschieht bei der Anordnung, die im folgenden beschrieben werden soll. Soeben erschien eine Mitteilung von TH. WULF[4]), der mit gutem Erfolg gleichfalls ein Saitenelektrometer, jedoch in Verbindung mit einem Kontaktdetektor benutzte. Die Inkonstanz des Detektors muß sich bei dieser Methode ebenfalls fühlbar machen.

Zur Erläuterung der Wirkungsweise der Photozelle sei erinnert an eine Mitteilung von MILLIKAN[5]), in welcher gezeigt

---

[1]) Für Vorversuche zu dieser Arbeit, die der Verfasser im Kaiserl. Telegraphenversuchsamt ausführte, stellte Herr Dr. PRINGSHEIM liebenswürdigerweise eine K-Zelle zur Verfügung. Es sei diese Gelegenheit benutzt, Herrn Dr. PRINGSHEIM nochmals für seine Freundlichkeit zu danken.

[2]) J. KUNZ und J. KEMP, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **6**, 405, 1913.

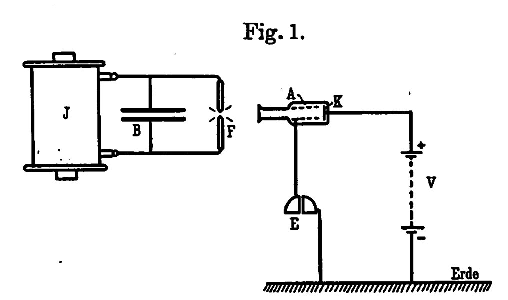
[3]) ANDERSON, Phys. Rev. **36**, 222ff., 1913.

[4]) TH. WULF, Phys. ZS. **15**, 611, 1914.

[5]) R. A. MILLIKAN, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 712, 1912.

werden sollte, daß die Anfangsgeschwindigkeit von lichtelektrischen Elektronen außerordentlich hohe Werte annehmen kann, wenn man als Lichtquelle den Entladungsfunken einer Leidener Batterie benutzt. Die MILLIKANsche Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Die Batterie B wird durch das Induktorium J aufgeladen und durch die Funkenstrecke F entladen. Die von F ausgehenden Lichtstrahlen fallen auf die Kathode K der lichtelektrischen Zelle und lösen hier Elektronen aus. Die aus einem Drahtnetzzylinder bestehende Anode A ladet sich daher negativ auf und bewirkt einen Ausschlag in dem Elektrometer E. An die Kathode K wird nun eine die Elektronen verzögernde veränderliche Spannung angelegt, die so eingestellt wird, daß gerade kein Elektron mehr die Kathode verläßt. In diesem Falle ist die angelegte Spannung gleich der Anfangsgeschwindigkeit der Photoelektronen in Volt ausgedrückt. Mit dieser Anordnung stellte MILLIKAN Anfangsgeschwindigkeiten von 500 Volt und darüber fest. Durch POHL und PRINGSHEIM[1]) wurde aber gezeigt, daß diese hohen Anfangsgeschwindigkeiten den Elektronen nicht durch das Licht der Funken erteilt werden, sondern daß die im Funkenkreis erzeugten Schwingungen sich auf die übrigen Teile der Anordnung übertragen und die Elektronen zu den erwähnten Geschwindigkeiten beschleunigen. Betrachtet man nämlich einen bestimmten Augenblick, indem das Schwingungspotential an der Kathode negativ ist, so erhalten die Elektronen eine Geschwindigkeit, die gleich ist ihrer eigentlichen Anfangsgeschwindigkeit, vermehrt um das in diesem Augenblick an der Kathode herrschende Schwingungspotential. Im nächsten Teil der Schwingungsperiode, wo das an der Kathode herrschende Potential positiv ist, wird lediglich das weitere Austreten von Elektronen verhindert. Es wird also das an der Anode liegende Elektrometer stets dann keinen Ausschlag zeigen, wenn an die Kathode

Fig. 1.



[1]) R. POHL und P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 974, 1912.

ein positives Potential gelegt ist, welches der eigentlichen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, vermehrt um das höchste im Verlaufe einer Schwingung an der Kathode vorkommende negative Potential, gleich ist. Es wird daher in der MILLIKANschen Anordnung nicht die natürliche Elektronengeschwindigkeit gemessen, sondern im wesentlichen der negative Scheitelwert des überlagerten Schwingungspotentiales.

Wenn man an die Stelle des MILLIKANschen Funkenkreises das schwingende System einer empfangenden Antenne setzt, so hat man damit eine Methode, das auftretende Schwingungspotential zu messen. Dies ist vom Verfasser mit Hilfe der in Fig. 2 dargestellten Anordnung ausgeführt worden.

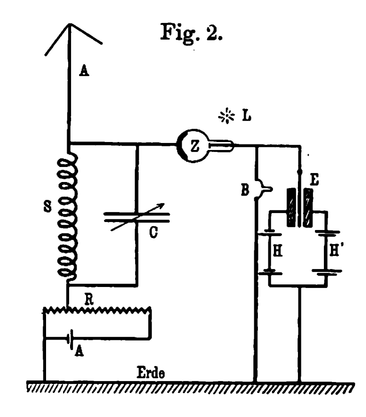


Fig. 2.

Die Antenne A ist durch die Spule S verlängert. Parallel zu S liegt der Abstimmkondensator C. An die der Antenne zugewandte Belegung von C ist die Kaliumelektrode der lichtelektrischen Zelle Z angeschlossen. Die aus Platin bestehende Anode führt zum Faden eines LUTZ-EDELMANNschen Einfaden-Elektrometers E. H und H' sind die an die Schneiden des Elektrometers angelegten Hilfsbatterien, die meist zu ± 40 Volt gewählt wurden. Durch den Kurzschlußbügel B kann der Elektrometerfaden an Erde gelegt werden.

Wäre nun das untere Ende der Spule S unmittelbar geerdet, so würde beim Leuchten der Lichtquelle L, in diesem Falle einer gewöhnlichen Nernstlampe, das Elektrometer einen Ausschlag zeigen, welcher teils von den der Anode zugeführten Photoelektronen herrührt, teils von Kontaktpotentialen, welche sich irgendwo im Elektrometerkreis befinden. Um diesen Ausschlag zu beseitigen, ist in die Erdleitung von S noch ein Regulierwiderstand R eingeschaltet, der es erlaubt, von einem kleinen Akkumulator A einen Teil der Spannung abzuzweigen und so die störenden Potentiale zu kompensieren. Diese Einstellung ist selbst bei sehr empfindlichen Elektrometern mit großer Genauigkeit erreichbar, so daß beim Öffnen und Schließen von B nicht die geringste

Bewegung des Elektrometerfadens eintritt. Da diese stets vorhandenen Potentiale völlig konstant sind, ist ihre Kompensation prinzipiell nicht unbedingt nötig. Sie haben lediglich eine Verschiebung der Ruhelage des Elektrometers zur Folge. Da aber für höhere Spannungen die Empfindlichkeit des Saitenelektrometers geringer wird, tut man besser, mit dem wahren Nullpunkt des Elektrometers zu arbeiten. Sobald die Antenne angeregt wird, tritt am oberen Ende von S eine Wechselspannung von der Frequenz des Antennensystems auf und wirkt auf die Zelle in derselben Weise wie die Schwingungspotentiale bei MILLIKAN. In dem Falle, daß die Zelle ein idealer Gleichrichter ist, mißt man also im Elektrometer die Spannungsamplitude am oberen Spulenende, also eine Größe, die für reine Sinusschwingungen dem Effektivwert der Spannung und auch des Stromes proportional ist.

Nun haben aber bereits POHL und PRINGSHEIM[1]) darauf hingewiesen, daß die Gleichrichterwirkung der Photozelle keine vollständige ist. Vielmehr werden bei der Belichtung auch auf der Anode Elektronen in geringer Zahl frei, welche die Aufladung der Kathode allmählich zu kompensieren streben. Diese Kompensation war in der MILLIKANschen Anordnung infolge der langsamen Aufeinanderfolge von Schwingungszügen, wie sie einem mit gewöhnlicher Funkenstrecke erregten Schwingungskreis eigentümlich ist, so vollständig, daß bei der Belichtung mit einer Quarzquecksilberlampe die Schwingungspotentiale überhaupt nicht mehr zur Geltung kamen. Sie traten nur bei der Belichtung mit Funken hervor, weil hierbei die Belichtung mit den Schwingungszügen synchron erfolgte. Während der Zeit, wo keine Schwingungen auf die Zelle wirkten, fiel auch die Belichtung fort und damit setzte natürlich auch die Kompensation durch die an der Anode ausgelösten Elektronen aus. Die Kompensation durch Anodenelektronen trat auch bei den hier beschriebenen Versuchen auf und äußerte sich darin, daß mit dem Aufhören der Schwingungen das Elektrometer sofort in seine Ruhelage zurückkehrte. Für die Aufnahme von Morsezeichen ist diese Eigenschaft der Zelle notwendig und müßte, falls sie nicht von selbst vorhanden ist, durch einen parallel geschalteten Flüssigkeitswiderstand künst-

---

[1]) l. c.

lich erzeugt werden. Andererseits dürfen aber die Kompensationsströme nicht zu groß werden, da sonst die Gleichrichterwirkung der Zelle in Frage gestellt ist.

Da nun für den hier beabsichtigten Zweck eine synchrone Belichtung sich nicht herstellen läßt, so muß auf andere Weise dafür gesorgt werden, daß die von der Anode ausgehenden Elektronenströme hinreichend klein bleiben. Dies läßt sich in ausreichender Weise schon dadurch erzielen, daß man als Kathode das lichtelektrisch sehr empfindliche Kalium und als Anode das viel weniger empfindliche Platin wählt und außerdem dafür sorgt, daß die Anode vom Kalium möglichst freigehalten wird. Die

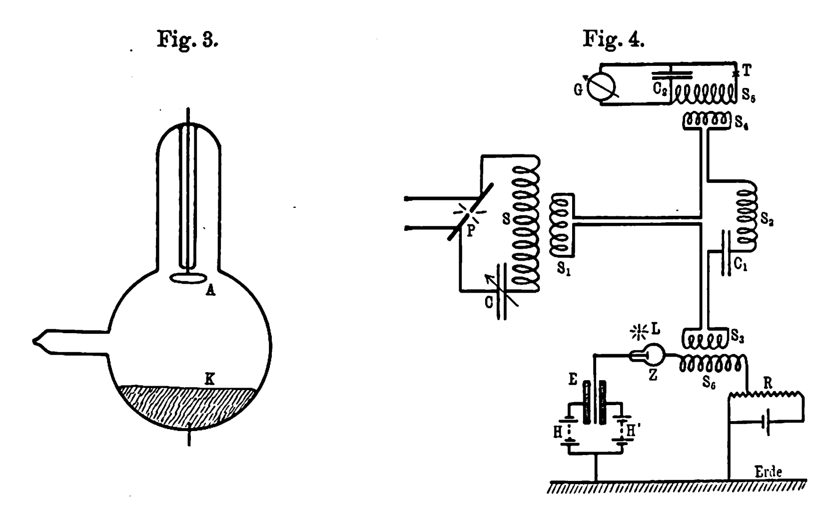
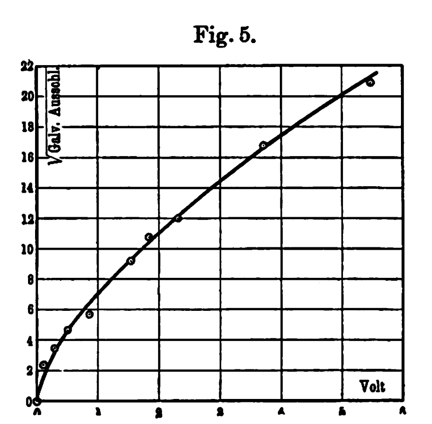


Fig. 3. Fig. 4.

vom Verfasser benutzte Zelle ist in Fig. 3 skizziert. Die Kathode K ist ein kleines Stückchen Platindraht, der mit Kalium umgossen ist. Das Kalium wurde im Vakuum nur eingegossen, nicht überdestilliert, um einen Kaliumniederschlag auf der Platinblechanode A zu vermeiden. Zur Verbesserung der Isolation ist die Anode durch ein Glasrohr eingeführt. Um festzustellen, welcher Art die mit dieser Zelle erzielten Angaben sind, wurde die Zelle mit einem Thermoelement verglichen. Die dazu benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 4 skizziert. Durch die Poulsenlampe P wird ein geschlossener Schwingungskreis, bestehend aus der Spule S und dem Drehkondensator C erregt. Mit diesem Kreise ist durch die Spule S_1 ein zweiter Kreis gekoppelt, der

aus den Spulen S_1, S_2, S_3, S_4 und dem Kondensator C_1 gebildet wird. Die Schwingungen dieses Kreises werden durch die Spulen S_4 und S_5 einerseits übertragen auf einen aperiodischen Kreis, welcher das Thermoelement T enthält. Der dadurch hervorgerufene Thermostrom wird gemessen im Galvanometer G, welches zu dem Blockierungskondensator C_2 parallel geschaltet ist. Andererseits induziert S_3 die Spule S_6, welche an die Kathode der Photozelle Z angelegt ist. Die Anode der Zelle liegt wieder am Elektrometer. Der Grad der Koppelung zwischen S_4 und S_5 und zwischen S_3 und S_6 wurde so gewählt, daß die Ausschläge im Galvanometer und Elektrometer bequeme Größen — im Maximum etwa 40 Skalenteile — annahmen. R ist der Widerstand zum Abgreifen der Kompensationsspannung. Die Intensität der Schwingungen in dem zweiten geschlossenen Schwingungskreis konnte dadurch verändert werden, daß der erste die Poulsenlampe enthaltende Kreis mehr oder weniger verstimmt wurde. Das erhaltene Resultat ist in Fig. 5 und 6 graphisch dargestellt. Die Abszissen entsprechen der Anzahl der im Elektrometer abgelesenen Volt. Als Ordinaten sind die Wurzeln aus den Galvanometerausschlägen im Thermokreis, also Größen, welche der effektiven Stromstärke im zweiten Schwingungskreis angenähert entsprechen, aufgetragen. Die Kurven sind stets nach oben konvex gekrümmt, d. h. bei größeren Intensitäten übertreffen die Angaben der Photozelle die entsprechenden eines Thermoelementes. Diese Tatsache, sowie der Umstand, daß der Charakter der Kurven ganz der gleiche bleibt, wenn man die Intensität der auf die Zelle wirkenden Schwingungen verzehnfacht (vgl. die beiden Kurven Fig. 5 und 6), legen die Vermutung nahe, daß die Krümmung der Kurven herrührt von Abkühlungsverlusten im Thermoelement, während die mit der Zelle gemessenen Werte wirklich der effektiven Stromstärke im zweiten geschlossenen Schwingungskreis proportional sind. Doch bedarf

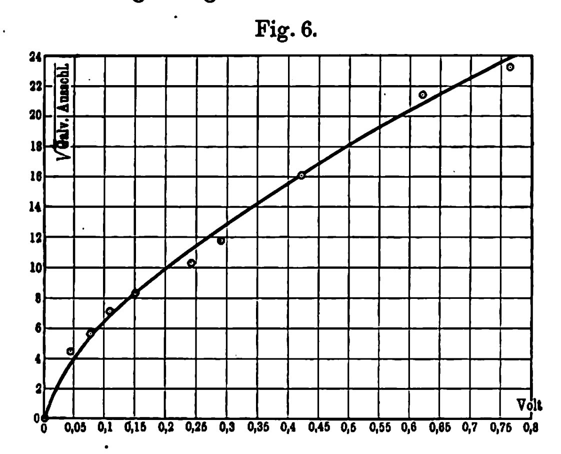
Fig. 5.



die völlige Aufklärung dieser Frage noch weiterer Versuche, die bereits in Vorbereitung sind.

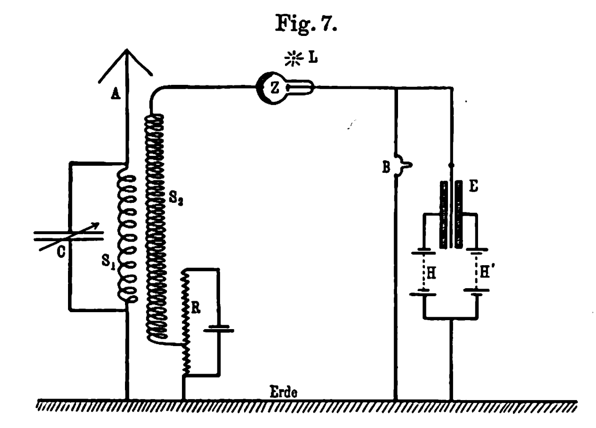
Für die praktische Verwendung der Zelle zur Aufnahme von Funksprüchen ist die in Fig. 2 dargestellte Schaltung bei weitem nicht die günstigste. Da nämlich die Photozelle ein

Fig. 6.



Spannungsindikator, aber nicht ein Stromindikator ist, so kann man die Empfindlichkeit der Anordnung bedeutend steigern, wenn man die Zelle nicht an die Verlängerungsspule selbst anlegt,

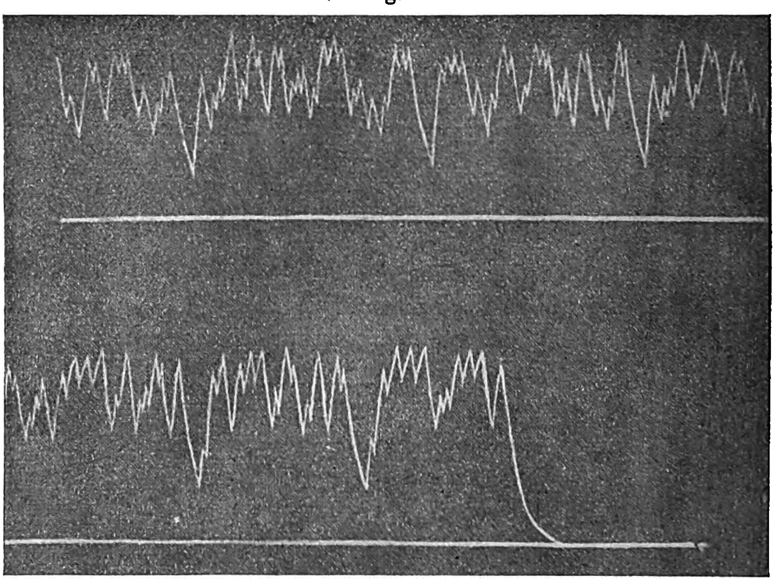
Fig. 7.



sondern wenn man diese zunächst mit einer Spule von großer Windungszahl fest koppelt und erst an diese die Zelle anschließt, wie dies in Fig. 7 gezeichnet ist. Dadurch werden die Schwingungen auf hohe Spannungen transformiert. Man gelangt also

wieder zu einer Schaltung, wie sie zu den Zeiten des Fritters üblich war. Zur Zelle noch einen Kondensator parallel zu legen und abzustimmen, wird in der Praxis meist zu umständlich sein, da dann erstens der Zellenkreis auf die Antenne und zweitens diese auf die Sendestation abgestimmt sein müßte. Man kann dabei auch nicht etwa mit dem Wellenmesser jeden Kreis für sich abstimmen, da die Resonanzeinstellung bei der festen Koppelung beider Kreise eine ganz andere ist als beim Einzelkreis. Es ist daher bequemer, der im Zellenkreis befindlichen Spule die

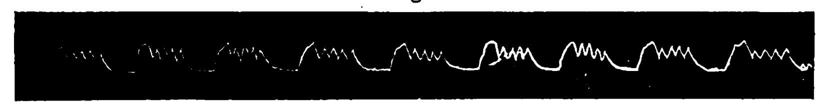
Fig. 8.



Schwingung der Antenne einfach aufzuzwingen, und die Abstimmung nur mit Hilfe des im Antennensystem befindlichen Kondensators C zu bewirken. In dieser Schaltung reicht die Empfindlichkeit der Zelle für die allermeisten Zwecke aus. Es gelang ohne weiteres, in Charlottenburg z. B. das Zeitzeichen von Norddeich mit 20 bis 30 Skalenteilen Ausschlag aufzunehmen. Das Eiffelturm-Zeitzeichen gab etwa 4 bis 5 Skalenteile. Die dabei benutzte Antenne war ein einfacher 3 mm starker Kupferdraht von ungefähr 70 m Länge, der zwischen zwei Holztürmen in 15 bis 20 m Höhe über dem Dach des Starkstromlaboratoriums der

Reichsanstalt horizontal ausgespannt war. Mit einer günstigeren Antenne werden größere Ausschläge zu erzielen sein. Auch wird sich wahrscheinlich eine Zelle mit noch besserer Gleichrichterwirkung als die hier benutzte herstellen lassen. Man hat dann nicht mehr nötig, mit der höchsten Elektrometerempfindlichkeit bei ganz entspanntem Faden zu arbeiten. Das letztere hat nämlich den Nachteil, daß der Elektrometerfaden bereits träge wird und z. B. in raschem Tempo gegebenem Morsezeichen nicht mehr momentan folgt. Dies ist zu erkennen in Fig. 8, auf welcher die Bewegung des Elektrometerfadens mit Hilfe eines Registrierapparates photographisch aufgenommen ist[1]). Das Bild stellt einen Teil aus einem Zeitungstelegramm von Norddeich dar. Die horizontale weiße Linie bezeichnet die Ruhelage des Fadens. Man

Fig. 9.



Ankündigungszeichen.



Zeitsignal des Eiffelturmes.

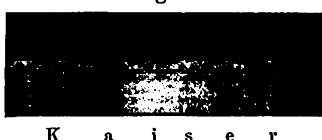
sieht, daß der Faden zwischen zwei Zeichen nicht wieder bis in seine Ruhelage zurückkehrt. Will man also mit großer Elektrometerempfindlichkeit messen, so ist es notwendig, daß die Sendestation Striche von etwa 2 bis 3 Sekunden Dauer und ebenso langen Pausen gibt. In Fig. 9 ist ein Teil aus dem Zeitzeichen des Eiffelturmes wiedergegeben, der mit der gleichen Elektrometerempfindlichkeit aufgenommen wurde. Hier ist infolge der kleineren Ausschläge der Charakter des Ankündigungszeichens — Strich — Punkt — Punkt — Punkt — Punkt — deutlicher erkennbar. Darauf folgt das eigentliche Zeitzeichen, ein Punkt, der genau auf $12^h 49$ fällt. Die kleinen Ausschläge daneben

[1]) Um die Reproduktion zu erleichtern, sind in Fig. 8 und 9 die weißen Linien mit weißer Ausziehtusche nachgezogen.

rühren von atmosphärischen Entladungen her. Zum Schluß folgt ein Teil des Wettertelegrammes.

Kommt es darauf an, exakte Zeichen zu bekommen, so muß man den Elektrometerfaden stärker anspannen, womit freilich auch die Empfindlichkeit geringer wird, was für Messungen ungünstig, für das bloße Registrieren dagegen belanglos ist. Fig. 10 gibt eine Probe eines Norddeicher Zeitungstelegrammes, auf dem die Morsezeichen völlig exakt zum Ausdruck kommen. Gegenüber den bisher üblichen Lichtschreibern, bei denen Kristalldetektoren benutzt werden, hat die Zellenanordnung den Vorteil, daß sie nicht einreguliert zu werden braucht, und daß ihr selbst starke atmosphärische Entladungen nichts anhaben, wodurch eine große Betriebssicherheit gewährleistet wird. Sind die Störungen so stark, daß sie die Morsezeichen verdecken, so kann man sich dadurch helfen, daß man den Elektrometerfaden etwas entspannt, wenigstens dann, wenn kein zu flottes Tempo gegeben wird. Die Störungen, die meist sehr rasch verlaufen, markieren sich dann infolge der Trägheit des Elektrometerfadens weit weniger als die verhältnismäßig langsamen Morsezeichen.

Fig. 10.



Zeitungstelegramm, Norddeich.

Zusammenfassung.

In vorstehender Arbeit wird gezeigt, daß eine photoelektrische Zelle in Verbindung mit einem Saitenelektrometer einen empfindlichen, konstanten und daher für Messungen und photographische Registrierungen besonders geeigneten Detektor darstellt.

Nachtrag zur Abhandlung: Merkwürdige Bewegungen an einem Zentrifugalapparat[1]*;*

von Karl Uller.

(Eingegangen am 29. Juni 1914.)

Unter den vielen, sehr verschiedenen Fällen von Bewegungszuständen sind besonders diejenigen interessant, bei denen die Radialwuchtkurve einen zweiten Ruhepunkt außerhalb der Rotationsachse aufweist (siehe das Beispiel der Fig. 3c). Wenn die Masse m_2, von (R) kommend, diesen Punkt erreicht, muß sie wegen der dort nach der Rotationsachse hin gerichteten Beschleunigung umkehren. Es fragt sich, ob sie ihn erreicht. Ich habe in der genannten theoretischen Arbeit versucht darzutun, daß dies nicht der Fall ist. Einwände, die mir gemacht wurden, gingen von der Analogie mit der Pendelbewegung aus. Sie sind in der Tat berechtigt, sofern sie sich auf Bewegungen durch die zweite Nullstelle beziehen, wie in dem angezogenen Beispiel.

Folgende Bemerkung beleuchtet die verwickelten Bewegungsmöglichkeiten:

Betrachten wir die Kurve für diejenige Radialbeschleunigung, die zwei Nullstellen ϱ_1 und ϱ_2 hat. Sie bilden die Mittelpunkte zweier wesentlich verschiedener Gebiete. In der Umgebung von ϱ_1 treten Beschleunigungen auf, welche die Masse m_2 von ϱ_1, dem Minimum der Radialwucht, zu entfernen suchen, wohingegen in der Umgebung von ϱ_2 Beschleunigungen auftreten, welche m_2 nach ϱ_2, dem Maximum der Radialwucht, hin zu bewegen streben. Aus diesem Grunde sind wiederholte Durchgänge durch ϱ_1 nicht zu erwarten, wohl aber durch ϱ_2. Die Kurvenäste von ϱ_1 bzw. von ϱ_2 verhalten sich ähnlich wie die Kraftfelder im Inneren einer elektrischen Kugel auf gleichnamige bzw. ungleichnamige Punktladung.

Diese, von mir anfänglich übersehene, Wesensverschiedenheit läßt sich auch analytisch ohne großen Aufwand bloßlegen. Wegen

$$\ddot{\varrho} = -c + \alpha\varrho/(1+\beta\varrho^2)^2 \qquad 1)$$

ist die Radialbeschleunigung stets von der Form

$$\ddot{\varrho} = -(\varrho-\varrho_1)(\varrho-\varrho_2)(\varrho-\varrho_3)(\varrho-\varrho_4)/(1+\beta\varrho^2)^2. \qquad 2)$$

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 249—262, 1914.

*

Von den Wurzeln ϱ_1 bis ϱ_4 sind im Hinblick auf Fig. 2a die Wurzeln ϱ_3 und ϱ_4 konjugiert komplex. Weiter muß, da ein Glied mit ϱ^3 in 1) fehlt, $\varrho_1 + \varrho_2 + \varrho_3 + \varrho_4$ verschwinden. Somit ist $(\varrho - \varrho_3)(\varrho - \varrho_4)$ stets eine reelle und positive Größe. Man sieht, daß man in der Umgebung von ϱ_1 hat

$$\ddot{\varrho} = a_1(\varrho - \varrho_1), \qquad 3)$$

worin $a_1 = -(\varrho - \varrho_2) \cdot (\varrho - \varrho_3)(\varrho - \varrho_4)/(1 + \beta\varrho^2)^2$ eine reelle und positive Funktion von ϱ ist; ferner in der Umgebung von ϱ_2

$$\ddot{\varrho} = -a_2(\varrho - \varrho_2), \qquad 4)$$

worin $a_2 = (\varrho - \varrho_1) \cdot (\varrho - \varrho_3)(\varrho - \varrho_4)/(1 + \beta\varrho^2)^2$ ebenfalls eine reelle und positive Funktion von ϱ ist.

Bei schwach veränderlichen a_1 bzw. a_2 haben wir für die Umgebung von ϱ_1

$$\varrho = \varrho_1 + A_1 e^{\lambda_1 t} + B_1 e^{-\lambda_1 t}; \quad \lambda_1 = |\sqrt{a_1}| \qquad 5)$$

und für die Umgebung von ϱ_2

$$\varrho = \varrho_2 + A_2 e^{i\lambda_2 t} + B_2 e^{-i\lambda_2 t}; \quad \lambda_2 = |\sqrt{a_2}|. \qquad 6)$$

Als Resultat ergibt sich: Um ϱ_2 sind Schwingungen möglich, um ϱ_1 aber nicht.

Meine frühere Behauptung bezieht sich also auf den Kurvenast ϱ_1.

Wie sich dies Ergebnis abändert, wenn a_1 bzw. a_2 stark von ϱ abhängen, kann nur eine eindringliche mathematische Analyse lehren, die denn auch hier vorbereitet wird.

Die Radialwuchtkurve hat ebenfalls im allgemeinen zwei Nullstellen, nämlich $\varrho = R$ und $\varrho = R'$, nach Gleichung 10) ebenda zu ermitteln aus $(R + \varrho)/K = m_2 g/m_1 K_R \omega_R^2$. Es kann R' ebenso wohl links als rechts von R liegen. Verfolgt man den Zusammenhang der $\dot{\varrho}^2$-Kurve mit der $\ddot{\varrho}$-Kurve, so findet man, daß, falls R' rechts von R liegt, dort die Beschleunigung stets nach der Rotationsachse zu gerichtet ist, während die Beschleunigung in R', links von R, stets positiv oder null ist.

Ich benutze schließlich die Gelegenheit, um zwei Schreibfehler zu verbessern.

Statt „$2m_1 + m_2$“ lies überall „$(2m_1 + m_2)/2$“;

S. 254, Zeile 6 von unten lies statt „Maximalwert“ „der Maximalwert des Gravitationsgliedes“.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

16. Jahrg. | 30. Juli 1914. | Nr. 14.

Sitzung vom 10. Juli 1914.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **W. Nernst** trägt vor

über die Bestimmung chemischer Konstanten.

Weiter spricht Hr. **R. Pohl**

über den selektiven Photoeffekt des Baryums.

Ferner berichtet Hr. **W. Kolhörster** über

Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m.

Endlich spricht Hr. **O. Sackur** über

die spezifische Wärme der Gase und die Nullpunktsenergie. (Bemerkung zu den Versuchen von Hrn. A. Eucken.)

Zum Abdruck in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Karl Uller: Nachtrag zur Abhandlung: Merkwürdige Bewegungen an einem Zentrifugalapparat.

Josef Ritter von Geitler: Zur Theorie der Resonanzstrahlung.



Niels Bjerrum: Über die ultraroten Spektren der Gase. III. Die Konfiguration des Kohlendioxydmoleküls und die Gesetze der intramolekularen Kräfte.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. P. P. Lasareff, Moskau, Mertwy Per. 20.
(Vorgeschlagen durch Hrn. P. Epstein.)

Hr. Dr. Erich Höhne, Berlin-Friedenau, Brünhildenstr. 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. G. Gruschke.)

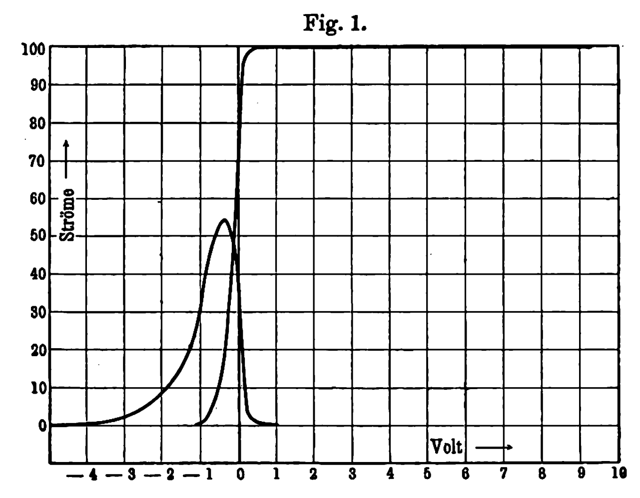
Über die Strom-Spannungskurve beim lichtelektrischen Effekt;

von Karl Herrmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1914.)
(Vgl. oben S. 583.)

Bringt man hinter der ultraviolett bestrahlten Kathode eines lichtelektrischen Untersuchungsgefäßes eine Sonde an, welche gegen das direkt einfallende Licht durch die Kathode abgedeckt wird, so kann man das Abfließen negativer Ladungen beobachten. Die Kurve dieses Sondenstromes als Funktion des zwischen Platte und aufsaugender Wandung herrschenden Feldes gibt Fig. 1, in

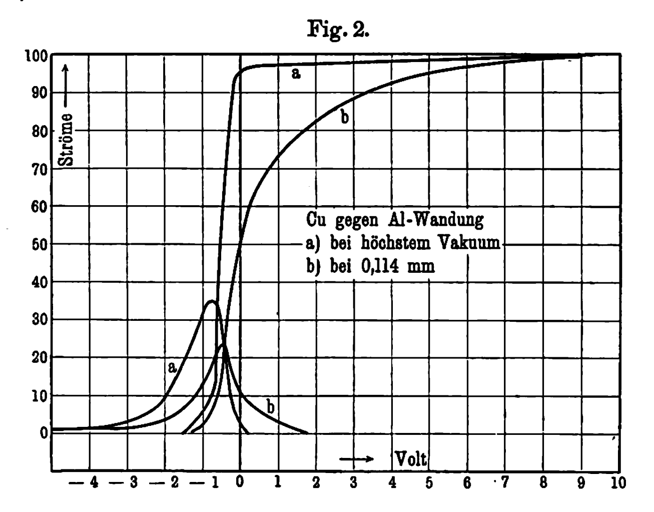
Fig. 1.



welche die zugehörige lichtelektrische Kurve gleichfalls eingetragen ist. Die Sondenkurve zeigt auf der positiven Spannungsseite Ströme rückwärts gerichteter Elektronen an, welche offenbar durch Reflexion der Wandung hervorgerufen sind. Die Verschiebung, welche diese Kurve erfährt, wenn bei weniger gutem Vakuum untersucht wird, zeigt Fig. 2, welche die Ströme einer Kupferkathode bei einer aus Aluminium bestehenden Wandung und einer Sonde aus demselben Material enthält. Die Abnahme und die Verschiebung der Kurve sowie ihren früheren Beginn wird

man unschwer durch Reflexion von Elektronen an Gasmolekülen[1]) erklären können, wodurch zugleich der erst allmählich erfolgende Anstieg der lichtelektrischen Kurve sich erklären läßt. Bei gutem, nämlich durch Kokosnußkohle und flüssige Luft hergestelltem Vakuum beginnt die Kurve stets da, wo die entsprechende lichtelektrische den Übergang zur Sättigung zeigt. Die mit einer Aluminiumwandung ausgeführten Versuche der Fig. 2 zeigen zugleich, daß man schon eine erhebliche Voltaspannungsdifferenz benötigt, um ein Zurückschieben der Kurve vor die Nullinie zu erhalten, wie es von den Herren RICHARDSON und COMPTON[2]) für

Fig. 2.



einen von Voltaspannungen freien Raum behauptet worden ist. Der herüberragende Teil der Kurve ist auch hier noch zu ersehen und verschwindet, wie entsprechende Versuche zeigten, auch bei Benutzung nur desselben Metalles für Kathode und Wand nicht gänzlich, was wir eben als durch einen Rest von Reflexion an der Wand oder an Gasresten hervorgebracht erklären wollen.

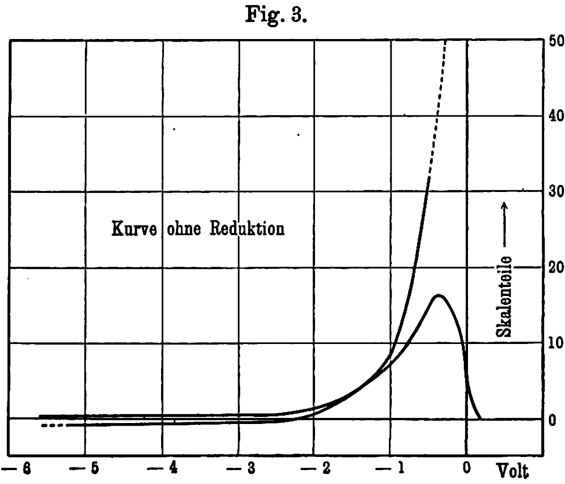
Das Wesentlichste aber, was die Sondenströme anzeigen, ist, daß für den Verlauf der lichtelektrischen Kurve nicht nur der vordere Gefäßteil oder ein vor die Kathode gesetzter Auffänger in Betracht kommen, sondern daß an ihrer Gestaltung alle, auch die rückwärts befindlichen Teile in Betracht kommen. Denn bei

[1]) J. FRANCK und G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges.

[2]) RICHARDSON and COMPTON, Phil. Mag. (6) 24, 575, 1912.

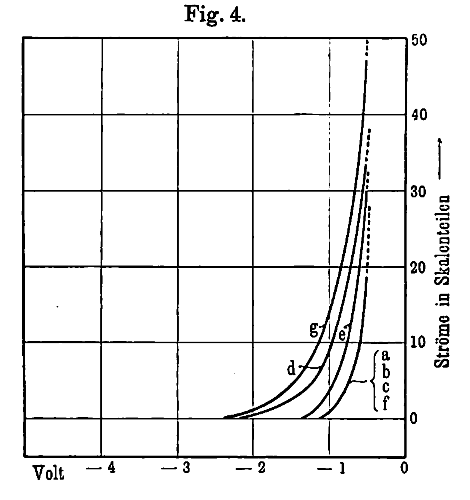
verzögernden Feldern fliegen, wie die Sondenkurve anzeigt, die Elektronen nach ihrer Umkehr nicht unbedingt zur Kathode

Fig. 3.



zurück, sondern zum Teil daran vorbei und gelangen zur Sonde. Erst bei stärkeren Feldern ist die Kraft groß genug, um die größte Mehrzahl zur Rückkehr zur Kathode zu zwingen. Jedoch auch bis zu hohen Feldern bleibt ein Stromrest auf der Sonde, der sich aber, wie Fig. 3 zeigt, zwanglos erklären läßt. Hier sind der untere Kurventeil und der Sondenstrom in direkt abgelesenen Skalenteilen, also in gleichem Maßstab und daher vergleichbar aufgetragen. Der erwähnte Rest kann unschwer durch einen Teil der durch reflektiertes Licht ausgelösten Elektronen erklärt werden, deren Vorhandensein die Fortsetzung der lichtelektrischen Kurve anzeigt.

Fig. 4.



Die Mitwirkung der Sonde an der lichtelektrischen Kurvengestalt, die sich namentlich auf den unteren Kurventeil erstreckt,

zeigt Fig. 4. Die Buchstaben bei den Kurven bedeuten folgendes:

a: die Aluminiumsonde ist mit der Kupferkathode direkt verbunden.

b: dasselbe, unter Einschaltung eines eine positive Spannungsdifferenz hervorbringenden Elementes.

c: dasselbe in umgekehrter Polarität.

d: die Sonde ist nicht mit der Kathode verbunden, sondern liegt am Ende.

e: die Sonde liegt mit am Gehäuse.

f wie bei *d*, doch mit einer Potentialdifferenz von —2 Volt gegen die Platte.

g wie bei *f*, doch mit umgekehrter Polarität.

Man sieht, daß wenn auch nur Teile des Gefäßes, selbst wenn sie sich hinter der Kathode befinden, gegen die Platte eine positive Spannungsdifferenz, etwa nur die Voltadifferenz Kupfer-Aluminium (Kurve *d*) aufweisen, daß dann eine ganz erhebliche Verschiebung des Kurvenbeginnes sich zeigt[1]). Negative Spannungen machen, wie zu erwarten ist, nichts aus, und wie man sieht, hat die Voltadifferenz dann keinen Einfluß, wenn das Leiterstück gleichzeitig mit der Platte verbunden ist, Kurven *a*, *b* und *c*.

An der Herausschiebung dieses unteren Kurventeiles, insbesondere des Punktes, wo sich die lichtelektrische Kurve erhebt, scheinen alle störenden Einflüsse einseitig zu arbeiten. Der Wert dieses Punktes für theoretische Schlüsse wird dadurch sehr gemindert. Es kommt ihm aber nach meiner Meinung gar nicht die experimentelle Bedeutung zu, die ihm gewöhnlich beigemessen wird. Es ist nämlich meines Erachtens irrtümlich, ihn als Beginn der lichtelektrischen Kurve zu bezeichnen. Denn immer, wie auch Fig. 3 schon zeigt, hat man es mit einem negativen Stromrest, der durch reflektiertes Licht verursacht ist, zu tun. Existenz und Einfluß dieses Stromes sind in der Literatur so häufig erwähnt, daß ich darauf nicht einzugehen brauche[2]). Betrachten wir nun aber den genannten Punkt nur als Durchstoßpunkt der Kurve mit der Abszissenachse, so wird seine eine fundamentale Eigenschaft, nämlich die Unabhängigkeit von der auffallenden Energie,

---

[1]) Dies ist auch die Ursache des früheren Kurvenbeginnes in Fig. 3.

[2]) R. Pohl und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 974, 1912.

zwanglos erklärt. Denn abfließender und zurückfließender Strom sind beide proportional mit der auffallenden Energie, und der Punkt, wo Wirkung und Gegenwirkung sich aufheben, kann dann durch Energiewechsel nicht verändert werden.

Ganz ähnlich verhält es sich nun mit dem Gange des Durchstoßpunktes, d. h. der Aufladespannungen mit der Schwingungszahl des benutzten Lichtes. Für die Stärke des sekundären Stromes sind maßgebend das optische Reflexionsvermögen der bestrahlten Platte und die lichtelektrische Empfindlichkeit der Gegenwand. Von dieser werden wir annehmen dürfen, daß sie mit abnehmender Wellenlänge nicht in anderem Maße steigt, als die lichtelektrische Empfindlichkeit der bestrahlten Platte selbst[1]). Dagegen wissen wir, daß das optische Reflexionsvermögen der Metalle im allgemeinen in ultravioletter Richtung fällt[2]), und somit muß der sekundäre Strom im Verhältnis zum direkten bei abnehmender Wellenlänge schwächer werden, und die erwähnten, einseitig hinausziehenden Kräfte können intensiver wirken. Als Beleg für diese Anschauung sind die Kurven von LADENBURG und MARKAU[3]) anzuführen, aus welchen die Abnahme des sekundären Stromes und der Gang des Durchstoßpunktes mit der Wellenlänge vortrefflich zu ersehen sind.

Zur Unterstützung dieser Anschauung bedarf es wohl aber noch experimenteller Untersuchungen, und hierfür dürfte sich eine Anordnung eignen, bei welcher die sonst nach Möglichkeit vermiedene Störung durch das reflektierte Licht vergrößert und somit ihr Einfluß auf die Gestalt der lichtelektrischen Strom-Spannungskurve deutlicher wird. Das könnte man erreichen mit Hilfe eines durch dieselbe Lichtquelle in variabler Stärke bestrahlbaren Auffängers, überhaupt etwa durch symmetrische Ausbildung von Kathode und Auffänger und Rollenwechsel beider, wodurch, wenn man verschiedene Metalle nimmt, auch über den Unterschied dieser Aufschlüsse zu erwarten wären.

Die Zahlenwerte der aufgeführten Versuche werden in Verbindung mit anderen Resultaten in Form einer umfangreicheren Arbeit demnächst an anderer Stelle erscheinen.

Charlottenburg, Physik. Institut der Techn. Hochschule.

---

1) E. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 504, 1907.
2) E. HAGEN und H. RUBENS, ZS. f. Instrkde. 22, 42, 1902.
3) E. LADENBURG und R. MARKAU, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 562, 1908.

Zur Theorie der Resonanzstrahlung;
von Josef Ritter von Geitler.

(Eingegangen am 7. Juli 1914.)

R. W. Wood [1]) hat schon vor längerer Zeit entdeckt, daß Quecksilberdampf unter Bestrahlung mit monochromatischem ultravioletten Lichte von der seiner sogenannten Absorptionslinie ($\lambda = 253{,}6\, \mu\mu$) entsprechenden Wellenlänge zur Aussendung einer Strahlung angeregt wird, die nur Licht von eben dieser Wellenlänge enthält. In letzter Zeit ist nun R. W. Wood und L. Dunoyer [2]) der außerordentlich wichtige Nachweis der Tatsache gelungen, daß bei Erregung von Natriumdampf durch nur eine der beiden D-Linien (D_2) von dem erregten Dampfe auch nur diese eine Linie (D_2) ausgesendet wird, ohne von der Strahlung der anderen (D_1) merklich begleitet zu sein. Dies Versuchsergebnis wird von den Verfassern in folgender Weise dargestellt: „This instrument showed very clearly that the D_2-centre of emission could be set in vibration without disturbing the D_1-centre, in other words we can have Sodium vapour emitting one D line only“ [3]). In ihrer Mitteilung der Versuche gelegentlich der Sitzung der Société française de Physique vom 5. Juni 1914 [2]) sagen die Verfasser: „Elle (i. e. l'expérience) établit donc l'indépendance dynamique des deux modes vibratoires de l'atome de Sodium, caractérisés par les raies D_1 et D_2.“

Die beiden zitierten Sätze lassen sich wohl nur so verstehen, daß nach Wood und Dunoyer im Natriumdampf (zwei) voneinander völlig unabhängige schwingungsfähige Zentren vorhanden sind. Die Eigenschwingungen der einen Art entsprächen der Schwingungsdauer der D_1-Linie, jene der anderen Art der Schwingungsdauer der D_2-Linie. Eine Wechselwirkung der beiden Arten von Zentren wäre dabei nicht vorhanden, so daß die eine ganz unabhängig von der anderen zur Emission gebracht werden

---

[1]) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) 23, 689, 1912.

[2]) R. W. Wood and L. Dunoyer, Ebenda (6) 27, 1018, 1914, und Soc. franç. de Phys., Résumé des Communications faites dans la séance du 5 juin 1914, S. 4.

[3]) l. c., S. 1023.

könnte. Noch deutlicher spricht R. W. WOOD diesen Gedanken u. a. in seinem Werke Physical optics[1]) aus, wo er sagt: „... we take hold of, and shake, so to speak, but one of the many electrons, which make up the molecule.“

Es scheint mir nun, daß die von R. W. WOOD und L. DUNOYER entdeckte, für die Theorie der Spektralanalyse so bedeutungsvolle Erscheinung der isochromatischen Resonanz[2]) einer anderen Auffassung zugänglich ist, als jene, die ihr von den Entdeckern zuteil wird; daher sei es gestattet, hierauf in aller Kürze einzugehen.

Schon öfter wurde der Gedanke ausgesprochen, daß die Linienspektren und insbesondere auch die darin auftretenden doppelten und mehrfachen Linien von Schwingungen gekoppelter Systeme hervorgebracht werden[3]). Es soll nun gezeigt werden, daß diese Theorie, die sich von der zitierten Auffassung von WOOD und DUNOYER wesentlich unterscheidet, die isochromatische Resonanz richtig wiederzugeben vermag. Von diesem Standpunkte aus können wir einen mit einem Linienspektrum leuchtenden oder leuchtfähigen Dampf oder ein ebensolches Gas als ein Aggregat von gekoppelten Systemen betrachten, die (etwa wegen ihrer zu großen gegenseitigen Entfernung) keine Wechselwirkungen ausüben, deren jedes aber aus ebensovielen gekoppelten Einzelerregern besteht, als das Spektrum Linien aufweist. Denn bekanntlich besitzt ein System, das durch beliebige Koppelung von N Einzelerregern entstanden ist, N Eigenschwingungen, deren Perioden im allgemeinen untereinander und von den N nun nicht auftretenden Eigenperioden seiner Bestandteile verschieden sind[4]).

---

[1]) R. W. WOOD, Physical optics, New York, The Macmillan Company, 1911, S. 575 (vgl. auch S. 579).

[2]) Unter dieser Bezeichnung verstehe ich die Erscheinung, daß in der mit einer bestimmten Schwingungsdauer bestrahlten Substanz auch nur diese eine Schwingungsdauer erregt wird.

[3]) Vgl. z. B. v. GEITLER, Elektromagnetische Schwingungen und Wellen, Braunschweig, Fr. Vieweg u. Sohn, 1905, S. 134 (auch wegen der weiteren Literatur); A. GARBASSO, Vorlesungen über theoretische Spektroskopie, Leipzig, J. A. Barth, 1906; W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig, B. G. Teubner, 1908, S. 186 ff.

[4]) Vgl. z. B. RAYLEIGH, Die Theorie des Schalles, übersetzt von F. NEESEN, Braunschweig, Fr. Vieweg u. Sohn, 1880, Bd. 1, S. 114; v. GEITLER, l. c.; M. WIEN, Wied. Ann. **61**, 151, 1897. Unter einem Einzelerreger wird ein schwingungsfähiges System verstanden, das im freien, ungekoppelten Zustande nur einer harmonischen Schwingung fähig ist.

Für den vorliegenden Zweck genügt die Voraussetzung, daß in Gasen oder Dämpfen schwingungsfähige Einzelerreger zu gekoppelten Systemen vereinigt seien, ohne daß es erforderlich wäre, über die Beschaffenheit dieser Erreger besondere Annahmen zu machen.

Die von Wood und Dunoyer entdeckte isochromatische Resonanzstrahlung stellt die Theorie demnach vor die Frage, wie sich ein derartiges gekoppeltes System bei Bestrahlung mit Licht von einer der (gekoppelten) Eigenfrequenzen des Systems verhalte, d. h. vor die Frage nach den erzwungenen Schwingungen eines solchen Systems im besonderen Falle der Resonanz der erregenden äußeren Kraft mit einer seiner Eigenschwingungen.

Zur Vereinfachung der Rechnungen soll hier die Annahme gemacht werden, daß sowohl das System als auch die äußere Kraft ungedämpft seien. Diese Annahme wird durch die Versuche über Interferenz bei hohen Gangunterschieden gerechtfertigt.

Es bedeute ξ_ν die Abweichung des νten der N Erreger aus dem Gleichgewichtszustande (im mechanischen Modell also etwa die Elongation, im elektrischen Falle die Stromstärke oder Potentialdifferenz). Die Frequenz der äußeren Kraft sei q, ihre Amplitude, die auf den νten Erreger wirkt, F_ν. Dann lauten die Differentialgleichungen für das gekoppelte System [bei Beschränkung auf kleine Schwingungen [1])]:

$$\sum_{\sigma=1}^{\sigma=N}\left[a_{\nu\sigma}\frac{d^2\xi_\sigma}{dt^2}+b_{\nu\sigma}\xi_\sigma\right]=F_\nu\cos qt;\ (\text{für } \nu=1,2\ldots N) \qquad 1)$$

Sind alle $F_\nu = 0$, ist also keine äußere Kraft vorhanden, dann ergeben die nunmehr homogenen Gleichungen für die Eigenschwingungen des gekoppelten Systems folgende Lösungen:

$$\left.\begin{aligned}\xi_\nu=\sum_{\lambda=1}^{\lambda=N}\alpha_{\nu\lambda}\,.\,B_\lambda\,.\cos(n_\lambda t+\varepsilon_\lambda)=\sum_{\lambda=1}^{\lambda=N}\alpha_{\nu\lambda}\,.\,p_\lambda;\\ (\text{für } \nu=1,2\ldots N)\end{aligned}\right\}\quad . \qquad 2)$$

Dies ist der analytische Ausdruck des oben erwähnten Satzes über die Eigenschwingungen eines aus N Einzelerregern be-

[1]) Vgl. etwa Clemens Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, Leipzig, Veit u. Co., 1914, Bd. I, S. 238 ff.

stehenden gekoppelten Systems, und es sei noch besonders darauf aufmerksam gemacht, daß die Schwingungen jedes ξ_ν aus der Superposition aller Eigenschwingungen p_λ bestehen.

Aus den Gleichungen 2) folgt die lineare Transformation

$$p_\varrho = \sum_{\lambda=1}^{\lambda=N} \beta_{\varrho\lambda} \cdot \xi_\lambda; \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \quad \ldots \quad 3)$$

Indem wir nun die p_ϱ, die sich als Normalkoordinaten[1]) erweisen, zur Darstellung der Schwingungen des gekoppelten, von einer äußeren Kraft mit der Frequenz q beeinflußten Systems verwenden, ergeben sich die N Gleichungen:

$$\frac{d^2 p_\varrho}{dt^2} + n_\varrho^2 \cdot p_\varrho = C_\varrho \cdot \cos qt; \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \quad . \quad . \quad 4)$$

wobei die Beziehung gilt:

$$C_\varrho = \sum_{\nu=1}^{\nu=N} F_\nu \cdot \frac{\partial \xi_\nu}{\partial p_\varrho} = \sum_{\nu=1}^{\nu=N} F_\nu \cdot \alpha_{\nu\varrho} \quad \ldots \ldots \quad 5)$$

Um die vollständige Lösung der Gleichungen (4) zu finden, muß bekanntlich zu dem allgemeinen Integral der homogenen Gleichungen (d. h. für $C_\varrho = 0$) ein partikuläres Integral der inhomogenen Gleichung addiert werden.

Die allgemeinen Integrale der homogenen Gleichungen sind

$$p'_\varrho = B_\varrho \cdot \cos(n_\varrho t + \varepsilon_\varrho); \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

und partikuläre Integrale der inhomogenen Gleichungen:

$$p^*_\varrho = \frac{C_\varrho}{n_\varrho^2 - q^2} \cdot \cos qt; \text{ (für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

Mithin haben die vollständigen Lösungen der Gleichung 4) die Gestalt:

$$\left.\begin{array}{r} p_\varrho = p'_\varrho + p^*_\varrho = B_\varrho \cdot \cos(n_\varrho t + \varepsilon_\varrho) + \dfrac{C_\varrho}{n_\varrho^2 - q^2} \cdot \cos qt; \\ \text{(für } \varrho = 1, 2 \ldots N) \end{array}\right\} . \quad 8)$$

Daher überlagert sich den durch die p'_ϱ gegebenen Eigenschwingungen des gekoppelten Systems eine erzwungene Schwingung von der Frequenz q der äußeren Kraft [J. HERSCHELS Theorem[2])]. In welcher Weise sich diese erzwungene Schwingung auf die

---

[1]) Vgl. RAYLEIGH, l. c., S. 115; CLEMENS SCHAEFER, l. c., S. 245.

[2]) Vgl. E. J. ROUTH, Die Dynamik der Systeme starrer Körper, Leipzig, B. G. Teubner, 1898 (Deutsche Ausgabe von A. SCHEPP), 2, § 334.

einzelnen Bestandteile ξ_ν des gekoppelten Systems verteilt, kann durch Einsetzen der Werte 8) in die Gleichungen 2) ermittelt werden. Hieraus ersieht man, daß alle Bestandteile (im allgemeinen) auch die erzwungene Schwingung mitmachen.

Über die Amplitude der erzwungenen Schwingung gibt Gleichung 8) Aufschluß. Man sieht, daß diese Amplitude um so größer ist, je näher die Frequenz q der äußeren Kraft mit einer der Eigenschwingungen des Systems n_ϱ übereinstimmt.

Für den Fall der Resonanz ($n_\lambda = q$) wird der Ausdruck $\frac{C_\lambda}{n_\lambda^2 - q^2}$ aber unendlich, und daher ist hier eine besondere Betrachtung erforderlich, weil sonst die Gleichung für p_λ jeden Sinn verliert. Hingegen bleiben die übrigen Gleichungen 8), für welche $\lambda \neq \varrho$ ist, bestehen.

Um das partikuläre Integral für den Fall der Resonanz zu gewinnen, möge ein willkürlich gegebener Anfangszustand angenommen werden[1]); es gelte etwa für $t = 0$:

$$[p_\lambda]_{t=0} = 0, \text{ und } \left[\frac{dp_\lambda}{dt}\right]_{t=0} = 0 \quad \ldots \ldots \quad 9)$$

Daraus folgt für $n_\lambda = q$:

$$p_\lambda = C_\lambda \cdot \frac{\cos qt - \cos n_\lambda t}{n_\lambda^2 - q^2} = \left[C_\lambda \cdot \frac{0}{0}\right]_{n_\lambda = q} \quad \ldots \quad 10)$$

Nach Ermittelung des Wertes des unbestimmten Ausdruckes $\frac{0}{0}$ ergibt sich:

$$p_\lambda = \frac{C_\lambda}{2 n_\lambda} \cdot t \cdot \sin n_\lambda t \quad \ldots \ldots \ldots \quad 11)$$

Mithin wird die erzwungene Resonanzschwingung, und zwar im allgemeinen von allen Bestandteilen ξ_ν mit einer der Zeit proportional anwachsenden Amplitude ausgeführt. Es wird demnach mit der Zeit die Amplitude dieser „isochromatischen Resonanzstrahlung" jene aller übrigen Frequenzen des gekoppelten Systems übertreffen. Dies entspricht aber vollkommen den von WOOD am Quecksilberdampf mit der Linie 253,6 $\mu\mu$ und von WOOD und DUNOYER am Natriumdampf mit der D_2-Linie entdeckten Erscheinungen.

---

[1]) Vgl. z. B. CL. SCHAEFER, l. c., S. 131.

Durch die vorstehenden Ausführungen ist zwar nicht der Beweis erbracht, daß die Erscheinungen der isochromatischen Resonanz nur durch die Theorie der gekoppelten Systeme gedeutet werden können, vielmehr ist eine Entscheidung zwischen dieser Theorie und der oben wiedergegebenen Auffassung WOODS vorläufig nicht möglich. Doch schien es mir nicht überflüssig, auf die Leistungsfähigkeit der Theorie gekoppelter Systeme in diesem Falle hinzuweisen.

Vom Standpunkte dieser Theorie aus muß übrigens ein wesentlicher Unterschied zwischen der isochromatischen Resonanzstrahlung und jenen anderen höchst interessanten Emissionsvorgängen bestehen, die WOOD an verschiedenen Dämpfen bei monochromatischer Bestrahlung mit solchem Lichte gefunden hat, das im gewöhnlichen Linienspektrum des betreffenden Dampfes nicht vorkommt. In der Tat findet er in diesen Fällen[1]), daß der bestrahlte Dampf nicht nur Licht von der erregenden Farbe, sondern außerdem ein ganzes Spektrum regelmäßig verteilter Linien aussendet. Dieses Spektrum als Resonanzspektrum zu bezeichnen, wie WOOD es tut, dürfte nach dem Gesagten kaum zweckmäßig sein. Es verdient bemerkt zu werden, daß nach den Beobachtungen von WOOD in diesen Fällen in der erregten Strahlung des Dampfes stets auch die Farbe des erregenden Lichtes erscheint. Dies ist auch vom Standpunkte der Theorie gekoppelter Systeme nach dem oben erwähnten HERSCHELschen Satze zu erwarten. Für die Entstehung der nach WOODS Versuchen außer dieser (erzwungenen) Schwingung sonst noch auftretenden Linien vermag die hier skizzierte Theorie allerdings vorläufig ebensowenig eine befriedigende Erklärung zu geben, wie die von WOOD benutzte Arbeitshypothese der unabhängigen Zentren.

Das Gesagte läßt sich sinngemäß natürlich auch auf die schönen Versuche von J. FRANCK und G. HERTZ „Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ durch Elektronenstöße“[2]) anwenden. Nach der Koppelungstheorie darf aus diesen Versuchen nicht geschlossen werden, daß das vom stoßenden Elektron abgegebene Energiequantum h_ν „einem einzigen schwingungsfähigen Elektron der Frequenz ν zugeführt wird“[3]). Da-

[1]) Vgl. z. B. R. W. WOOD, Physical Optics, S. 575 ff.
[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 512 ff., 1914.
[3]) l. c., S. 513.

gegen entspricht die am Schluß der Arbeit von J. FRANCK und G. HERTZ gegebene Formulierung, daß „dieses Energiequantum an das im Atom befindliche Spektrum der Frequenz ν übertragen"[1]) wird, ganz dem Sinne der Koppelungstheorie.

Zusammenfassung.

1. Vom Standpunkte der Theorie gekoppelter Systeme kann von wahrer Resonanzstrahlung nur dann gesprochen werden, wenn bei monochromatischer Bestrahlung ein Dampf (Gas) nur Licht derselben Farbe, wie die erregende Strahlung, aussendet (isochromatische Resonanz).

2. Auch in diesem Falle ist die Möglichkeit zuzulassen, daß nicht wahre Resonanz mit einer Eigenschwingung des Dampfes (Gases) vorliegt, sondern nur eine erzwungene Schwingung im Sinne des Theorems von J. HERSCHEL.

3. Wenn hingegen in einem Dampfe (Gase) unter monochromatischer Bestrahlung ein aus mehreren Linien bestehendes Spektrum erzeugt wird, so kann von einem Resonanzvorgang nicht gesprochen werden.

Czernowitz, Physik. Inst. der k. k. Universität, 3. Juli 1914.

[1]) l. c., S. 517.

Demonstration und Photographie von Strömungen im Inneren einer Flüssigkeit;

von J. Zenneck[1]).

(Eingegangen am 8. Juni 1914.)

(Hierzu eine Tafel.)

Die Strömungsvorgänge an der Oberfläche einer Flüssigkeit lassen sich bekanntlich in bequemer Weise durch Aufstreuen z. B. von Bärlappsamen sichtbar machen und photographieren. Ich brauche nur an die bekannten Aufnahmen von F. Ahlborn[2]) zu erinnern, der diese Technik in vorzüglicher Weise ausgebildet hat. Die entsprechende Aufgabe für das Innere einer Flüssigkeit ist erheblich schwieriger. Man ist hier darauf angewiesen, kleine, das Licht reflektierende Körperchen der Flüssigkeit beizumengen. Dadurch wird aber im allgemeinen die Flüssigkeit getrübt und es wird ein Lichtverlust hervorgerufen, der für photographische Momentaufnahmen sehr ungünstig ist. Auch Ahlborn ist auf diese Schwierigkeit gestoßen[3]) und die Bilder, die er anfangs über die Vorgänge im Inneren erhalten hat, sind bei weitem nicht so gut wie seine Oberflächenaufnahmen. Wenn er später auch die Aufnahmen von Strömungen im Inneren von Flüssigkeiten wenigstens in speziellen Fällen zu hoher Vollendung gebracht hat, indem er die reflektierenden Körperchen (Eichenholz-Sägespäne) nur an bestimmten Stellen des Wassers zusetzte und die eigentlichen Bewegungsbilder in klarem, ungetrübtem Wasser entstehen ließ[4]), so handelt es sich dabei um einen Kunstgriff, der weder ganz einfach, noch allgemein verwendbar ist.

Wirksamer und wohl auch allgemeiner verwendbar scheint mir folgendes Verfahren zu sein. Man ersetzt die diffus reflektierenden Körperchen, wie sie Sägespäne und ähnliches darstellen,

---

[1]) Aus einem Experimentalvortrag im physikalischen Kolloquium Danzig-Langfuhr im Juli 1913.

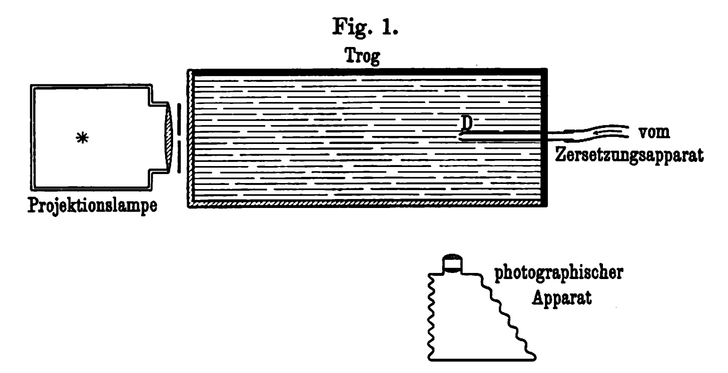
[2]) F. Ahlborn, Jahrbuch der Schiffsbautechnischen Gesellschaft **5**, 417, 1904; **6**, 67, 1905; **6**, 82, 1905; **10**, 370, 1909. Nach derselben Methode sind die Aufnahmen von Th. v. Kármán und H. Rubach (Phys. ZS. **13**, 49, 1912) gemacht.

[3]) Derselbe, ebenda, **5**, 423, 1904.

[4]) Derselbe, ebenda, **6**, 93, 1905.

durch kleine Kugeln mit spiegelnder, teilweise total reflektierender Oberfläche und zwar durch Gasbläschen [1]). Die starke Reflexion an der Oberfläche derselben erlaubt einerseits als Lichtquelle auch für photographische Aufnahmen das stationäre Licht einer Bogenlampe (an Stelle des Magnesiumblitzlichts von AHLBORN) zu verwenden, andererseits die Größe der Gasbläschen außerordentlich stark zu reduzieren und sie in bequemster Weise durch Elektrolyse, z. B. an Kohleelektroden, herzustellen. Die außerordentliche Kleinheit der Bläschen, die hier bei geeigneter Anordnung entstehen, hat zur Folge, daß weder eine merkliche Trübung der Flüssigkeit entsteht noch die durch den Auftrieb hervor-

Fig. 1.

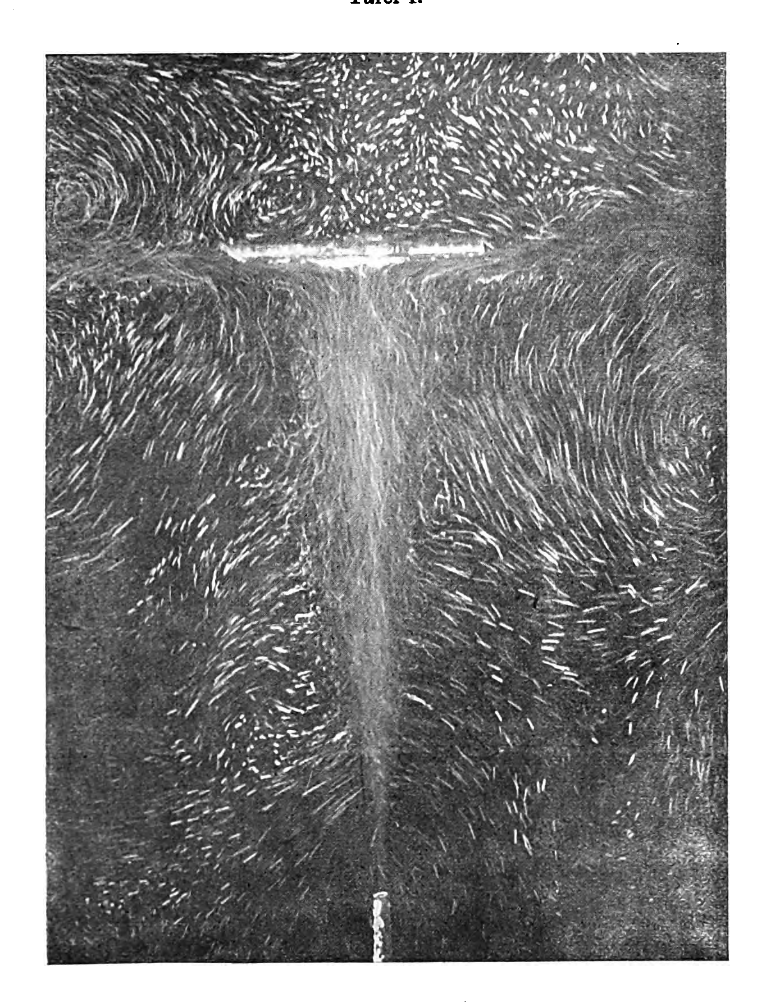


gerufene Vertikalbewegung der Bläschen das Strömungsbild merklich beeinflussen kann. Bei meinen Versuchen betrug der Durchmesser der Bläschen nur 0,014 bis 0,023 mm, die vertikale Eigengeschwindigkeit im Mittel nur 0,16 cm/sek.

Wie man die Anordnung für die photographischen Aufnahmen wählt, hängt wesentlich davon ab, um welche Art von Strömung es sich handelt. Bei der Aufnahme von Taf. I z. B. (Ausströmung von Wasser aus einer Düse gegen eine dazu senkrechte quadratische Glasplatte), war die Anordnung diejenige der obigen Fig. 1. Das Wasserleitungswasser durchströmte einen Zersetzungsapparat

[1]) Der Gedanke, Gasblasen zu verwenden, ist nicht neu. Derselbe scheint aber immer in der Weise ausgeführt worden zu sein, daß man komprimierte Luft oder ein anderes Gas durch Röhrchen oder Bohrungen in die Flüssigkeit hineinpreßte. (R. CAMERER, ZS. d. Ver. d. Ing. **55**, 2007, 1911; J. LELL, Dissertation Darmstadt 1913). Die Gefahr, daß man die Strömung stört, ist aber bei dieser Anordnung viel größer, ebenso auch der Durchmesser der Gasbläschen und ihre Auftriebsgeschwindigkeit.

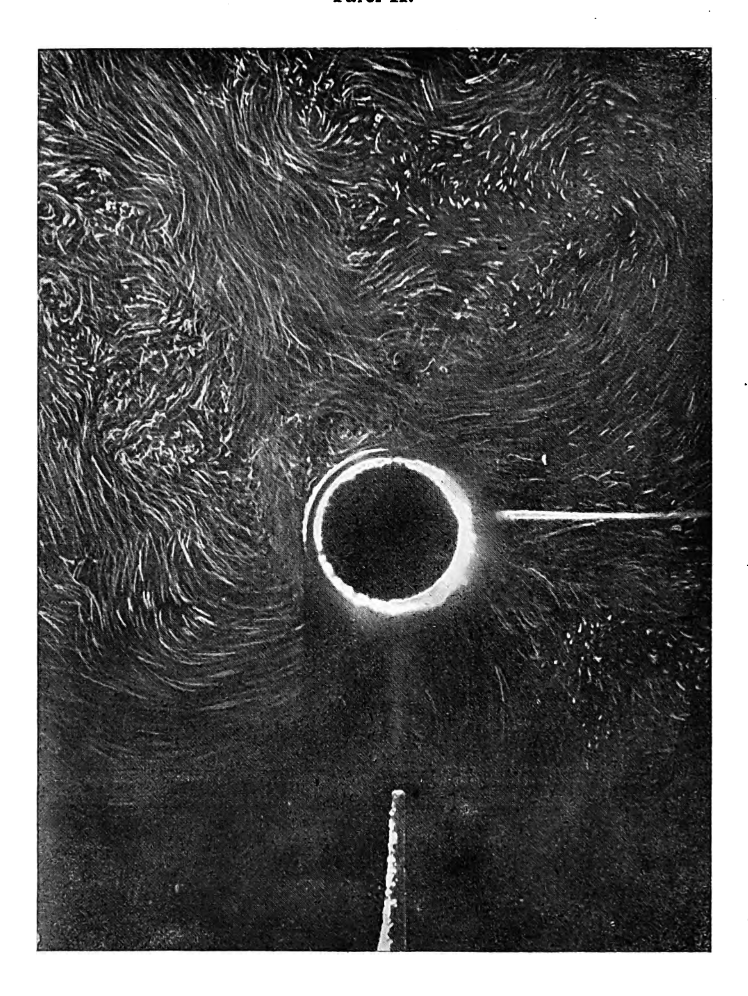
Tafel I.



Verh. d. D. Phys. Ges. 16. Jahrg. 1914. Nr. 14.
Artikel: Zenneck.

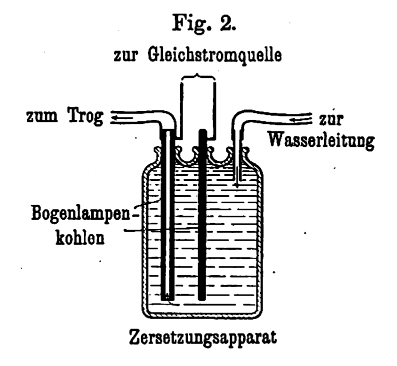
Friedr. Vieweg & Sohn,
Braunschweig.

Tafel II.



(Fig. 2), in dem sich zwei an die elektrische Zentrale angeschlossene Elektroden aus Bogenlampenkohlen befanden, und floß dann durch die Düse D in den Wassertrog. Diejenigen Seiten desselben, welche dem Projektionsapparat und dem Beschauer bezw. dem photographischen Apparat zugewandt waren, bestanden aus Glas, die anderen waren innen geschwärzt. Dem Kondensator der Bogenlampe war ein Diaphragma vorgeschaltet mit einem schmalen vertikalen Schlitz, so daß im Wasser fast nur eine Ebene und zwar die durch die Achse der Düse hindurchgehende Symmetrieebene beleuchtet war. Die Bewegung in dieser Ebene stellt also Tafel I dar. Die hellen Linien, welche die Gasbläschen beschreiben, geben die Geschwindigkeit an den verschiedenen Stellen nach Richtung und — wenn man die bei dieser Anordnung leicht ermittelbare Expositionszeit (etwa $^1/_{25}$ Sekunde) kennt — auch nach Größe[1]) an.

Fig. 2.



Zersetzungsapparat

Ein ähnlicher Vorgang ist in Tafel II aufgenommen. Hier strömte das Wasser aus der Düse D gegen einen zu der Düsenrichtung senkrechten Zylinder (Glasrohr), und zwar war die Düse absichtlich nicht genau gegen die Zylinderachse gerichtet. Auch diese Figur soll wie Tafel I nur die Brauchbarkeit des Verfahrens, nicht einen besonders interessanten Vorgang illustrieren.

Soll z. B. die Bewegung in der Nähe einer im Trog befindlichen rotierenden Schraube (Modell einer Schiffsschraube) oder einer im Trog bewegten Platte dargestellt werden, so ist es empfehlenswert, die Gasbläschen im Trog selbst entstehen zu lassen. Zu diesem Zweck bringt man auf dem Boden des Troges eine Anzahl von Bogenlampenkohlen an und verbindet sie abwechslungsweise mit dem positiven und negativen Pol einer Gleichstromquelle. Durch Regulierung des Stromes hat man es in der Hand, die Zahl der Bläschen zu regulieren, durch Anordnung der Kohlen,

[1]) Vorausgesetzt natürlich, daß die Bewegung auch wirklich in dieser Ebene erfolgt, was nur bei völlig symmetrischer Anordnung der Fall ist.

*

die Bläschen auf einzelne Stellen des Wassers mehr oder weniger zu konzentrieren.

Im übrigen sind natürlich die von AHLBORN angegebenen Gesichtspunkte und Anordnungen für die photographische Aufnahme auf das vorliegende Verfahren, das ja nur eine kleine Abänderung des seinigen darstellt, ohne weiteres zu übertragen.

Für die Demonstration in der Vorlesung ist das Verfahren besonders geeignet. Für den Beschauer, der ungefähr in der Richtung des photographischen Apparates von Fig. 1 sieht, erscheinen die einzelnen Gasbläschen, die sich in der beleuchteten Ebene befinden, ähnlich wie bei der Dunkelfeldbeleuchtung des Ultramikroskops als grell leuchtende Sterne, ihre Bahnen als hell leuchtende Linien auf dunklem Hintergrund. Die Strömungsbilder erhalten dadurch eine Brillanz wie bei keiner mir sonst bekannten Anordnung. Als Mangel empfand ich nur, daß, wenigstens bei meiner Anordnung, die Erscheinung doch nicht so lichtstark war, daß sie sich für einen großen Zuhörerkreis wirksam hätte projizieren lassen.

München, physikalisches Institut der technischen Hochschule.

Eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie; von J. Zenneck.

(Eingegangen am 8. Juni 1914.)

Von den Anordnungen für gerichtete drahtlose Telegraphie mit einer oder zwei Antennen besitzen zwei eine bemerkenswert günstige Fernwirkungscharakteristik[1]).

a. Die eine ist die geknickte Marconi-Antenne. Ihre Fernwirkungscharakteristik hängt von dem Verhältnis zwischen der Länge des horizontalen zu derjenigen des vertikalen Teiles und außerdem von der Beschaffenheit des Bodens, auf dem die Antenne steht, ab. Nach der Theorie von H. von Hörschelmann ist die Amplitude der elektrischen Feldstärke an der Erdoberfläche in einer Richtung, welche mit der Hauptstrahlungsrichtung OB (Fig. 1) den Winkel ϑ bildet, bestimmt durch die Beziehung:

$$\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{E}_{h0}\sqrt{1+\beta^2\cos^2\vartheta+\sqrt{2}\,.\,\beta\cos\vartheta}, \qquad 1)$$

wenn $\mathfrak{E}_{h_0}$ die Amplitude der Feldstärke des vertikalen Antennenteiles in demselben Abstand bedeutet, und:

$$\beta = \frac{l}{h}\frac{1}{\sqrt{2\sigma\lambda c}}$$

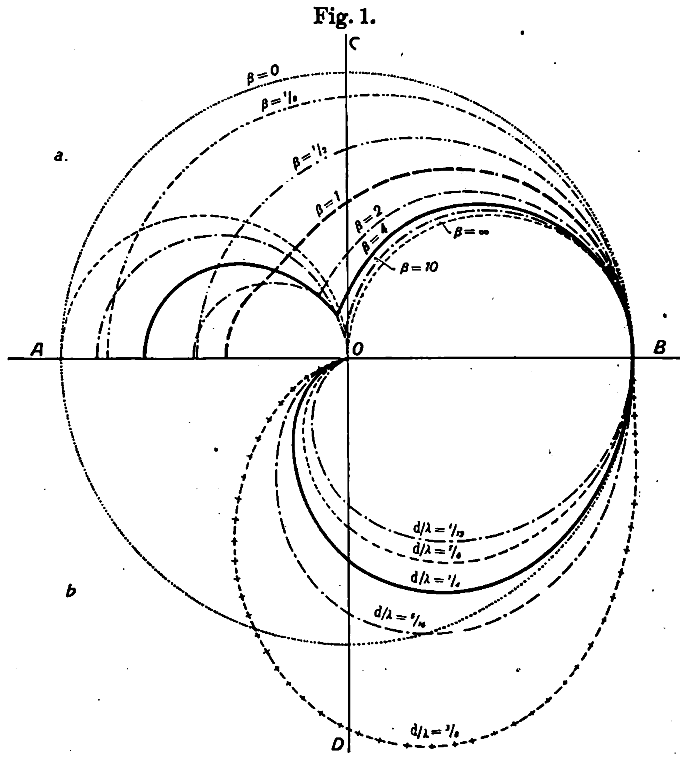
gesetzt ist (l = Länge des horizontalen, h = Länge des vertikalen Teils der Antenne, σ = Leitvermögen des Bodens, λ = Wellenlänge der Schwingung, c = Lichtgeschwindigkeit, alles in C.-G.-S.-Einheiten). Nach dieser Theorie nimmt die Fernwirkungscharakteristik Formen an, wie sie zur Hälfte in Fig. 1a für verschiedene Werte des Parameters β dargestellt sind. Diese Theorie setzt von der Antenne voraus, daß ihre Dimensionen klein sind gegen die Wellenlänge der Schwingung, und vom Erdboden, daß sein Leitvermögen nicht allzuschlecht und demnach der Ausdruck $\frac{2\sigma\lambda c}{\varepsilon} \gg 1$ ist (ε = Dielektrizitätskonstante des Bodens in der Nähe der Antenne). Die erste Annahme ist mit Rücksicht auf die Verhältnisse in der Praxis nicht unbedenklich. Aber auf

---

[1]) Bezüglich der Literatur vgl. z. B. J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl. S. 411 ff. Stuttgart 1913.

der anderen Seite sind von den Formen Fig. 1 a, welche die Theorie liefert, verschiedene durch Fernversuche jedenfalls qualitativ bestätigt worden. Es erscheint demnach berechtigt, die Beziehung Gl. 1) mindestens als bequeme analytische Darstellung der Erfahrung anzusehen und dem folgenden zu Grunde zu legen.

Fig. 1.



b. Die zweite Antennenanordnung mit besonders günstiger Charakteristik ist die Doppelantenne mit phasenverschobenen Schwingungen in den beiden Antennen, wenn die Phasendifferenz φ zwischen den beiden Antennen im Abstand d die Bedingung befriedigt:

$$\varphi = \pi + \frac{2\pi d}{\lambda}. \qquad 2)$$

Die Fernwirkungscharakteristiken, die man hier für verschiedene Werte von d/λ aus der Beziehung:

$$\mathfrak{E}_0 = 2\,\mathfrak{E}_{10} \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\vartheta - 1)\right] \qquad 3)$$

($\mathfrak{E}_{10}$ = Amplitude einer einzelnen Antenne in demselben Abstand) erhält, sind in Fig. 1b zur Hälfte dargestellt. Praktisch brauchbar werden sie nur für $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{4}$.

c. Überblickt man die in Fig. 1 a und b dargestellten Kurven, so wird man die Verhältnisse folgendermaßen charakterisieren können: Die geknickte Marconi-Antenne (a) besitzt im günstigsten Fall ($\beta > 1$) verhältnismäßig geringe Seitenstrahlung (d. h. Strahlung in der Richtung OC und OD), aber stets nicht unbeträchtliche Rückenstrahlung (d. h. Strahlung in der Richtung OA, entgegengesetzt der Hauptstrahlungsrichtung). Bei der Doppelantenne (b) verschwindet die Rückenstrahlung ganz, während die Seitenstrahlung stets beträchtliche Werte annimmt.

Fig. 2.

d. Bei dieser Sachlage interessierte mich die Frage, wie weit man durch Kombination der beiden Antennenanordnungen, d. h. durch Verwendung von zwei Marconi-Antennen mit phasenverschobenen Schwingungen, deren Phasendifferenz die Gl. 2) befriedigt, die Vorteile der beiden Anordnungen a und b vereinigen, ihre Nachteile vermeiden kann.

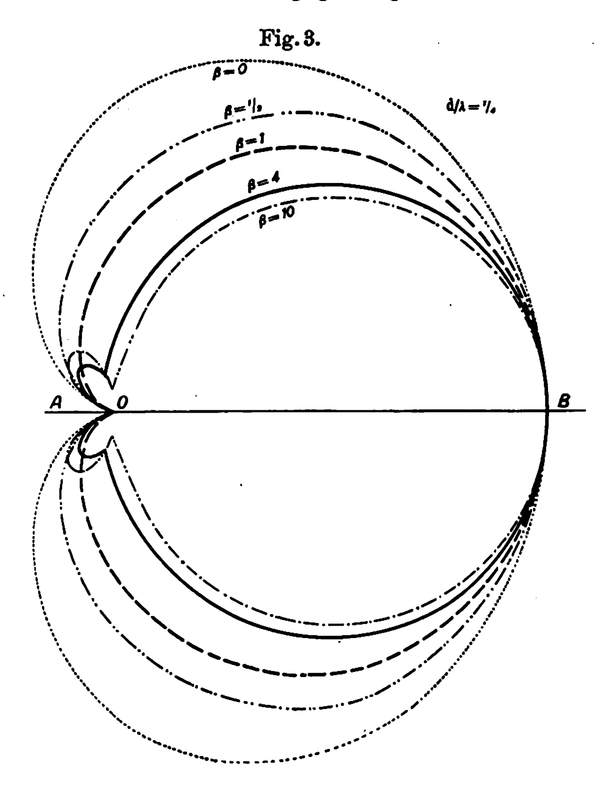
Die Feldstärke bestimmt sich für diese Kombination unter den bisherigen Annahmen durch die Beziehung:

$$\mathfrak{E}_0 = 2\,\mathfrak{E}_{h0} \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\vartheta - 1)\right]\sqrt{1 + \beta^2\cos^2\vartheta + \sqrt{2}\,.\,\beta\cos\vartheta}\,; \quad 4)$$

sie ist also einfach das Produkt der Werte, welche die Gl. 1) und 3) liefern.

In dem Ausdruck von Gl. 4) können die beiden Parameter $\frac{d}{\lambda}$ und β je nach den Arbeitsbedingungen verschiedene Werte annehmen. Allein für $\frac{d}{\lambda}$ kommt praktisch nur der Wert $\frac{1}{4}$ in Betracht. Aus Fig. 1 b folgt nämlich, daß die Form der Fernwirkungscharakteristik nur wenig günstiger wird, wenn man für

Fig. 3.

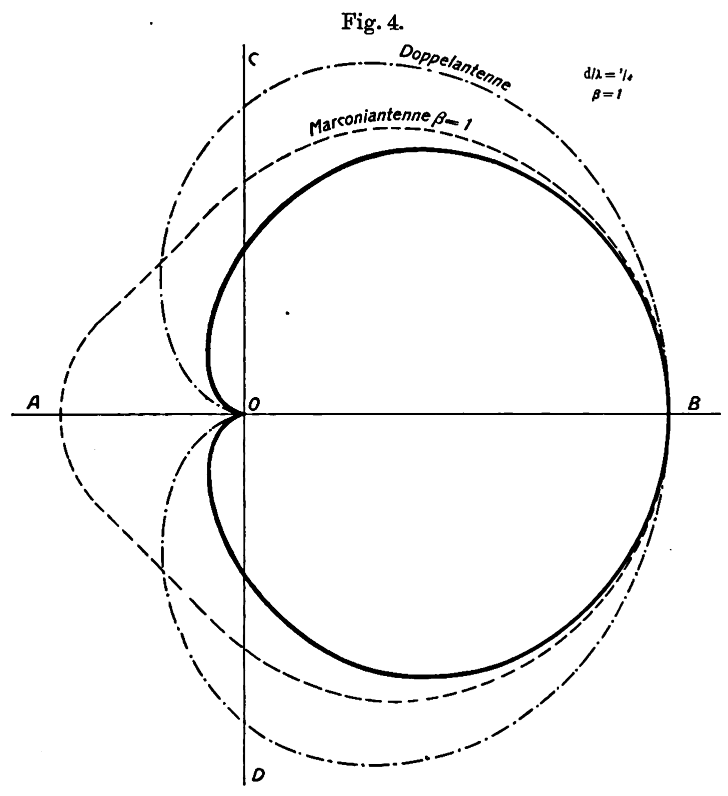


$\frac{d}{\lambda}$ Werte unter $\frac{1}{4}$ wählt. Auf der anderen Seite geht aus Fig. 2 (ausgezogene Kurve), in welcher die Amplitude $\mathfrak{E}_0$ in der Hauptstrahlungsrichtung ($\vartheta = 0$) für verschiedene Werte von $\frac{d}{\lambda}$ bei konstantem β und $\mathfrak{E}_{ho}$ aufgetragen ist, hervor, daß diese Amplitude ein ausgesprochenes Maximum für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ besitzt. Dem kleinen Vorteil, den man bezüglich der Form der Charakteristik durch

Heruntergehen unter den Wert $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ erreichen würde, steht also ein großer Nachteil bezüglich der Reichweite entgegen.

Für den Parameter β liegen die Verhältnisse wesentlich anders: bei konstantem $\mathfrak{E}_{ho}$ und $\frac{d}{\lambda}$ wird die Amplitude in der

Fig. 4.



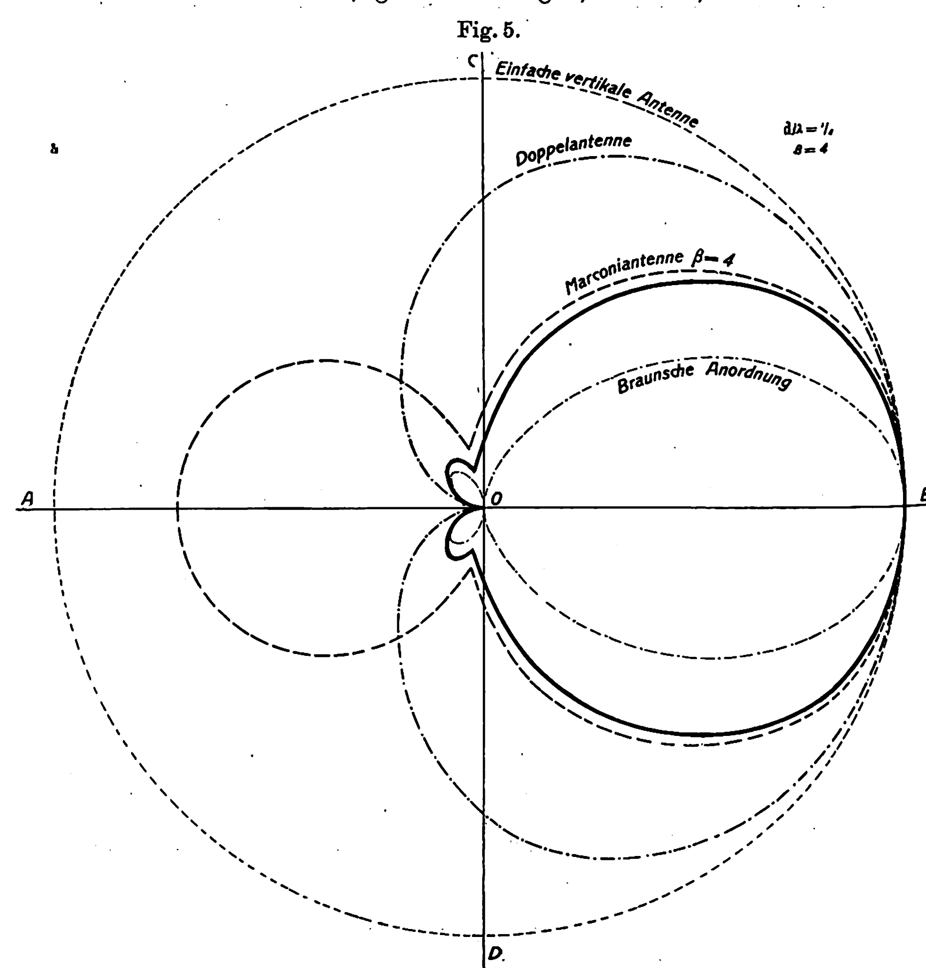
Hauptstrahlungsrichtung (strichpunktierte Kurve von Fig. 2) um so größer, je größer β ist.

Setzt man für $\frac{d}{\lambda}$ den Wert $\frac{1}{4}$ voraus, so nehmen die Fernwirkungscharakteristiken für die verschiedenen Werte von β die Formen von Fig. 3 an. Bemerkenswert an diesen Kurven ist vor allem, daß in allen praktisch in Betracht kommenden Fällen $(\beta > 1)$ die Charakteristik sich mit dem Werte von β nur wenig ändert. Das ist insofern von Wichtigkeit, als der Wert von β

auch von der Beschaffenheit des Bodens abhängt, sich also durch die Witterung ändern kann: auf die Charakteristik würde nach Fig. 3 eine solche Änderung nur wenig Einfluß haben.

e. Ein Urteil über den Vorteil, den man mit der vorgeschlagenen Kombination erreicht, geben die Fig. 4, 5 und 6, in denen die

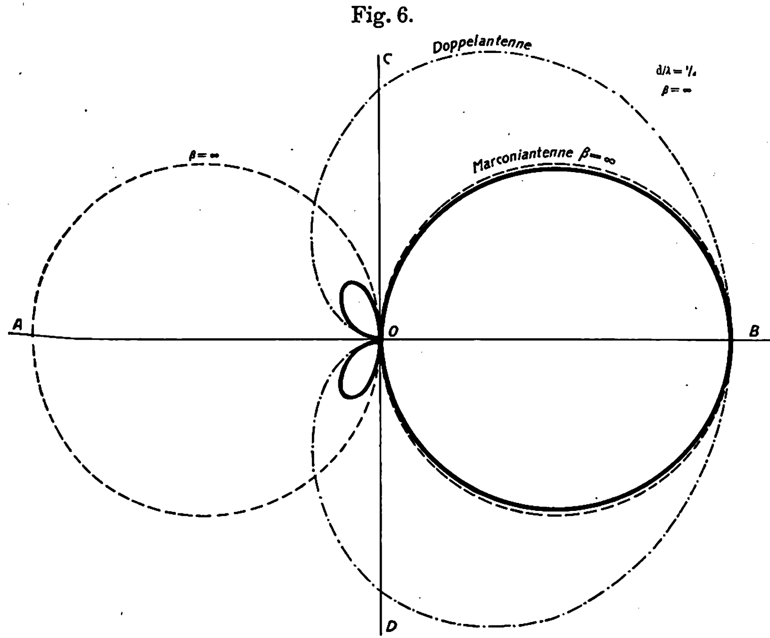
Fig. 5.



stark gestrichelte Kurve die Fernwirkungscharakteristik der Marconi-Antenne (**a**), die strichpunktierte diejenige der Doppelantenne (**b**) für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ und die stark ausgezogene Kurve diejenige der Kom-

bination von beiden darstellt. Fig. 4 bezieht sich auf den Fall $\beta = 1$, der nach der Theorie von H. VON HÖRSCHELMANN bei der Marconi-Antenne das günstigste Verhältnis zwischen Rücken- und Hauptstrahlung ergibt. In Fig. 5 sind die Bedingungen ($\beta = 4$) so gewählt, wie sie MARCONI bei Versuchen fand. Bei Fig. 6 ist vorausgesetzt, daß das Feld des horizontalen Teiles der Marconi-Antenne über dasjenige des vertikalen bedeutend überwiegt ($\beta = \infty$

Fig. 6.



oder wenigstens $\beta \gg 1$); diesem Fall muß auch die Charakteristik der Erdantenne sehr ähnlich sein.

Nach den Fig. 4, 5 und 6 bedeutet die vorgeschlagene Kombination gegenüber der Doppelantenne von **b** in allen Fällen eine starke Reduktion der Seitenstrahlung, gegenüber der einfachen Marconi-Antenne (**a**) besitzt sie den Vorteil einer praktisch verschwindenden Rückenstrahlung.

Technisch ist die vorgeschlagene Kombination von zwei geknickten Marconi-Antennen gegenüber der Doppelantenne von **b**, d. h. der Kombination von zwei vertikalen Antennen, überhaupt kein Nachteil, da bei derselben Reichweite eine Marconi-Antenne

wohl geringere technische Schwierigkeiten bietet als eine vertikale. Gegenüber der einfachen Marconi-Antenne (a) ist die vorgeschlagene Kombination von zweien natürlich eine Komplikation, die aber dadurch etwas gemildert wird, daß jede Antenne der Kombination nur die halbe Reichweite einer einzigen Marconi-Antenne zu besitzen braucht, wenn in beiden Fällen dieselbe Reichweite in der Hauptstrahlungsrichtung erzielt werden soll. Die technische Herstellung der nötigen Phasenverschiebung von 90° zwischen den beiden Antennenschwingungen macht bei Verwendung von Hochfrequenzmaschinen auch keine Schwierigkeit.

Die Frage liegt nahe, ob die Fernwirkungscharakteristik der vorgeschlagenen Kombination die günstigste von allen bisher bekannten ist. Diese Frage ist, soweit mir bekannt ist, zu bejahen, soweit es sich um eine Antenne oder die Kombination von höchstens zwei handelt. Dagegen hat F. Braun[1]) eine Anordnung angegeben, die eine noch günstigere Charakteristik liefert — sie ist in Fig. 5 eingetragen —, aber auch vier Antennen erfordert, die in den Ecken eines Rechtecks von $\frac{\lambda}{4}$ Breite und $\frac{\lambda}{2}$ Länge stehen müssen. — —

Für die Berechnung und Zeichnung der Figuren bin ich Herrn Dr. K. Wolff zu Dank verpflichtet.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

---

[1]) F. Braun, Electrician 57, 222, 244, 1906. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 1, 1, 1907. — Er bezeichnet es auch schon als eine „Frage weiterer Versuche", „wie weit man beide Methoden (phasenverschobene Schwingungen auf teilweise horizontalen, eventuell auch und voraussichtlich besser schräg aufsteigenden Sendern) erfolgreich kombinieren kann."

Quantentheorie und molekulare Struktur;
von D. A. Goldhammer.

(Eingegangen am 18. Juni 1914.)

Nach N. Bjerrum[1]), H. A. Lorentz[2]) und P. Ehrenfest[3]) soll die Energie der molekularen Rotationsbewegung bei den Gasen aus den Energiequanten bestehen.

Nehmen wir mit Ehrenfest an, daß diese Quanten, entsprechend einem Freiheitsgrade, gleich

$$\tfrac{1}{2} h \nu_r$$

seien, worin ν_r die Rotationsfrequenz, h die Planck sche Konstante bedeuten, so folgt daraus, wenn L das Trägheitsmoment des Moleküls ist,

$$\nu_r = \frac{h}{4\pi^2 L} \cdot n, \quad n = 0, 1, 2 \ldots$$

Ist ferner ν_0 die Frequenz der elektromagnetischen Schwingung des Moleküls, so ergibt sich nach Bjerrum, daß in dem Absorptionsspektrum der Gase die Absorptionslinien mit den Frequenzen

$$\nu_0, \nu_r, \nu_0 \pm \nu_r = \nu$$

vorkommen sollen.

Mittels der von Eva v. Bahr[4]) ausgeführten Beobachtungen haben die Verfasserin und A. Eucken[5]) diese Theorie an HCl und H_2O-Dampf zu prüfen versucht. Im großen und ganzen ergab sich die Theorie bestätigt; doch fand Eva v. Bahr bei HCl die Größe ν_1 (ν_r für $n = 1$) für verschiedene Werte von ν verschieden, und zwar in weiten Grenzen ($7{,}5 \cdot 10^{11}$ und $5{,}8 \cdot 10^{11}$).

Der Grund hierfür ist leicht anzugeben. Die beobachteten ν_1, ν_0 sind von der Größenordnung 10^{13}, indem sich ν_1 von der Ordnung nur 10^{11} ergibt; sucht man daher ν_1 aus zwei Gleichungen

$$\nu = \nu_0 + n\nu_1, \quad \nu' = \nu_0 - n\nu_1$$

1) N. Bjerrum, Nernst-Festschrift, S. 90, 1912.
2) H. A. Lorentz, Solvay-Congrès, Rapports, S. 447, 1913.
3) P. Ehrenfest, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 481, 1913.
4) Eva v. Bahr, ebenda, S. 731 u. 1150.
5) A. Eucken, ebenda, S. 1159.

zu finden, woraus

$$\nu_1 = \frac{\nu - \nu'}{2n}$$

folgt, so ist für kleine n (1, 2, ...) der Wert

$$\nu - \nu'$$

sehr stark mit den Beobachtungsfehlern behaftet.

Eine viel strengere Bestätigung der Theorie läßt sich folgendermaßen finden.

EVA V. BAHR hat bei HCl ν_0 zu $8{,}636 \,.\, 10^{13}$ und zwei Reihen von Zahlen für ν, ν' aus den Beobachtungen an dem Absorptionsspektrum ermittelt.

Somit gibt die Beobachtung folgende Tabelle:

$\nu_0 = 8{,}636 \,.\, 10^{13}$

n	$\nu = \nu_0 + \nu_r$	$\nu' = \nu_0 - \nu_r$	n	$\nu = \nu_0 + \nu_r$	$\nu' = \nu_0 - \nu_r$
1	8,711 . 10¹³	8,562 . 10¹³	5	8,950 . 10¹³	8,310 . 10¹³
2	8,782	8,503	6	9,004	—
3	8,839	8,436	7	9,044	—
4	8,897	8,373			

Die halbe Summe der Zahlen jeder horizontalen Reihe soll offenbar eine und dieselbe Zahl ν_0 geben; wir finden tatsächlich

8,636, 8,640, 8,637, 8,635, 8,630,

im Mittel also

$$\nu_0 = 8{,}636 \,.\, 10^{13},$$

d. h. gerade dieselbe Zahl, welche direkt durch die Beobachtung gegeben ist.

Wir nehmen jetzt die Summen aller Zahlen der linken bzw. rechten vertikalen Kolumne; das gibt

$$7\,\nu_0 + 28\,\nu_1 = 62{,}227 \,.\, 10^{13}$$
$$5\,\nu_0 - 15\,\nu_1 = 42{,}184 \,.\, 10^{13}$$

und wir berechnen daraus mittels ν_0

$$\nu_1 = 6{,}30 \,.\, 10^{11}; \quad \nu_1 = 664 \,.\, 10^{11}.$$

Die Übereinstimmung beider Größen ist auch jetzt sehr gut; die letzte Zahl muß etwas sicherer sein, da die Absorptionslinien für große ν sehr unscharf sind. Somit nehmen wir

$$\nu_1 = 6{,}6 \,.\, 10^{11}$$

und berechnen damit die Zahlen für ν und ν'. Wir finden

$\nu \cdot 10^{-13}$		$\nu' \cdot 10^{-13}$	
Beobachtet	Berechnet	Beobachtet	Berechnet
8,711	8,702	8,562	8,570
8,782	8,768	8,503	8,504
8,839	8,833	8,436	8,439
8,897	8,899	8,373	8,373
8,950	8,965	8,310	8,307
9,004	9,031		
9,044	9,097		

und die Übereinstimmung der Beobachtung mit der Rechnung ist vorzüglich.

Wenden wir uns jetzt zum Wasserdampf. Die von Eva v. Bahr beobachteten ν_0, ν, ν' sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

$\nu_0 = 4{,}79 \cdot 10^{13}$

n	$\nu = \nu_0 + \nu_r$	$\nu' = \nu_0 - \nu_r$
1	$4{,}87 \cdot 10^{13}$	$4{,}72 \cdot 10^{13}$
2	4,92	4,67
3	4,97	4,62
4	5,03	4,56
5	5,07	4,52
6	5,13	4,46
7	5,17	4,43
8	5,23	4,37
9	5,26	4,34
10	5,35	4,30
11	5,39	4,26
12	5,42	4,18
13	5,45	4,16
14	5,51	4,12
15	5,56	4,08
16	5,63	4,00
	5,69	
	5,78	
	5,85	
	5,89	
	5,97	

Daraus folgt ebenso wie früher bei HCl eine Reihe von Werten für $2\nu_0$

$2\nu_0$
$9{,}59 \cdot 10^{3}$
9,59
9,59
9,59
9,59
9,59
9,60
9,60
9,60
9,60
9,65
9,65
9,60
9,61
9,63
9,64
9,63
Mittel: 9,608

Wir finden also

$$\nu_0 = 4{,}80 \, . \, 10^{13}$$

wieder in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung. Ferner haben wir die Summen aller Zahlen der linken bzw. rechten Kolumne

$$21\,\nu_0 + 231\,\nu_1 = 113{,}17 \, . \, 10^{13}$$
$$16\,\nu_0 - 136\,\nu_1 = 69{,}79 \, . \, 10^{13},$$

woraus folgt

$$\nu_1 = 5{,}35 \, . \, 10^{11} \quad \text{bzw.} \quad \nu_1 = 5{,}15 \, . \, 10^{11}.$$

Wieder stimmen diese Zahlen gut untereinander und wieder ist die zweite Zahl sicherer als die erste. Somit haben wir zu setzen:

$$\nu_1 = 5{,}15 \, . \, 10^{11}$$
$$\lambda_1 = 583\,\mu$$

und berechnen daraus:

n	$\nu \, . \, 10^{-13}$		$\nu' \, . \, 10^{-13}$	
	Beobachtet	Berechnet	Beobachtet	Berechnet
1	4,87	4,85	4,72	4,75
2	4,92	4,90	4,67	4,70
3	4,97	4,95	4,62	4,65
4	5,03	5,01	4,56	4,59
5	5,07	5,06	4,52	4,54
6	5,13	5,11	4,46	4,49
7	5,17	5,16	4,43	4,44
8	5,23	5,21	4,37	4,39
9	5,26	5,26	4,34	4,34
10	5,35	5,32	4,30	4,29
11	5,39	5,37	4,26	4,23
12	5,42	5,42	4,18	4,18
13	5,45	5,47	4,16	4,13
14	5,51	5,52	4,12	4,08
15	5,56	5,57	4,08	4,03
16	5,63	5,62	4,00	3,98
17	5,69	5,68		
18	?	5,73		
19	5,78	5,78		
20	5,85	5,83		
21	5,89	5,88		
22	?	5,93		
23	5,97	5,98		

EUCKEN nimmt

$$\nu_1 = 7{,}5 . 10^{11} \ (\lambda_1 = 400\,\mu);$$

offenbar würden daraus ganz andere Zahlen für ν, ν' folgen; so bekommen wir z. B. für $n = 16$ mittels der EUCKENschen Zahl

$$\nu = 6{,}00 . 10^{13} \quad \text{bzw.} \quad \nu' = 3{,}60 . 10^{13}$$

anstatt der beobachteten Zahlen

$$\nu = 5{,}63 . 10^{13} \quad \text{bzw.} \quad \nu' = 4{,}00 . 10^{13}.$$

Beim Wasserdampf existiert noch eine andere Reihe von Werten

$$\nu_r' = n \nu_1';$$

wie BJERRUM gezeigt hat, stimmen dieselben ganz gut mit den Beobachtungen von H. RUBENS und ASCHKINASS. Es folgt hier

$$\nu_1' = 17{,}3 . 10^{11} \ (\lambda_1' = 173\,\mu).$$

Das gibt für

$$\nu_0 \pm \nu_r'$$

n	1	2	3	4	5	6
$(\nu_0 + \nu_r') . 10^{-13}$	4,97	5,15	5,32	5,49	5,66	5,84
$(\nu_0 - \nu_r') . 10^{-13}$	4,63	4,45	4,28	4,11	—	—

und diese Zahlen weichen nur sehr wenig von denselben der oben angegebenen Tabelle ab.

Ist ν_1 bekannt, so können wir die Trägheitsmomente der Moleküle berechnen, da

$$L = \frac{h}{4\pi^2 \nu_1}$$

ist. Wir finden auf diese Weise für

$$H_2O \ldots\ldots L_1 = 3{,}16 . 10^{-40} \text{ C.-G.-S.}$$
$$L_2 = 0{,}927 . 10^{-40} \text{ C.-G.-S.}$$
$$HCl \ldots\ldots L = 2{,}46 . 10^{-40} \text{ C.-G.-S.}$$

Endlich folgt aus den Angaben über die spezifische Wärme bei sehr niederen Temperaturen nach der Formel von EHRENFEST für[1])

$$H_2 \ldots\ldots L = 0{,}068 . 10^{-40} \text{ C.-G.-S.}$$

[1]) Bei EHRENFEST begegnen wir hier einem Rechen- oder Druckfehler, da L zehnmal größer angeführt ist.

Mit Hilfe dieses Zahlenmaterials wollen wir nun versuchen, einige Angaben über die molekularen Dimensionen und Strukturen aufzusuchen.

Zu diesem Zweck bemerken wir zunächst folgendes. Betrachten wir ein Molekül als eine Kugel vom Radius R, wie es in der kinetischen Gastheorie üblich ist, so ist es bekanntlich möglich, dieses R auf fünf voneinander unabhängigen Wegen zu berechnen.

Bedeutet N_0 die Molekülzahl eines Gases pro Kubikcentimeter unter normalen Druck- und Temperaturbedingungen, so folgt nach v. d. Waals

$$\frac{4}{3}\pi R^2 N_0 = \frac{b}{4},$$

worin b die bekannte v. d. Waalssche Konstante bedeutet. Nun kann man b auf zwei verschiedene Weisen finden. Ist ϱ_x die kritische Dichte, so steht dieselbe mit b versuchsgemäß in der Beziehung

$$\frac{1}{\varrho_x} = 2b \cdot \frac{22\,410}{M}\text{[1]},$$

M — das Molekulargewicht des Stoffs im Gaszustand unter normalen Bedingungen. Dann haben wir

$$\frac{4}{3}\pi R_1^3 N_0 = \frac{M}{\varrho_x}\,\frac{1}{8.22410}, \quad N_0 = 2{,}77 . 10^{19}. \tag{1}$$

Ferner ist nach der Theorie von v. d. Waals

$$b = \frac{1}{8.273}\,\frac{T_x}{p_x}$$

(T_x, p_x absolute kritische Temperatur und Druck in Atmosphären), woraus folgt

$$\frac{4}{3}\pi R_2^3 N_0 = \frac{1}{32.273}\,\frac{T_x}{p_x}. \tag{2}$$

Bezeichnen wir mit K_0 die Dielektrizitätskonstante eines Gases, unter normalen Bedingungen, so soll nach der Theorie von Mossotti-Clausius sein

$$\frac{4}{3}\pi R_3^3 N_0 = \frac{K_0 - 1}{K_0 + 2}. \tag{3}$$

---

[1] Nach der eigentlichen Theorie von v. d. Waals soll

$$\frac{1}{\varrho_x} = 3b \cdot \frac{22\,410}{M}$$

sein, das stimmt aber mit der Beobachtung nicht überein.

Ist nun η der Reibungskoeffizient eines Gases bei der absoluten Temperatur T, sind λ und N die freie Weglänge und die Molekülzahl pro Kubikzentimeter, Ω die mittlere Geschwindigkeit der fortschreitenden molekularen Bewegung und endlich m die Molekülmasse und ω^2 das mittlere Geschwindigkeitsquadrat, so haben wir

$$\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\,N\pi R^2},$$

$$\eta = \frac{1}{\pi} m N \lambda \Omega,$$

$$\Omega = \omega \sqrt{\frac{8}{3\pi}},$$

$$\tfrac{1}{2} m \omega^2 = 1{,}34 \,.\, 10^{-16}\, T,$$

$$m = M \,.\, 1{,}62 \,.\, 10^{-24}$$

und bekommen daraus nach leichten Rechnungen

$$R_4^2 = \frac{\sqrt{MT}}{\eta} \sqrt{\frac{0{,}27 \,.\, 1{,}34}{\pi^5}} \cdot 10^{-20}. \qquad 4)$$

Siedet endlich eine Flüssigkeit unter normalem Druck bei der absoluten Temperatur T_s und besitzt dabei die Dichte ϱ_s, so hat man [1])

$$\frac{\sqrt{MT}}{\eta} = \left(\frac{M}{\varrho_s}\right)^{2/3} \left(1 + 1{,}47 \cdot \frac{T_s}{T}\right) \frac{1}{2{,}8} \cdot 10^5$$

und daraus folgt

$$R_5^2 = \left(\frac{M}{\varrho_s}\right)^{2/3} \left(1 + 1{,}47 \cdot \frac{T_s}{T}\right) . \, 12{,}38 \,.\, 10^{-18}. \qquad 5)$$

Ist dabei die kritische Dichte einer Substanz experimentell nicht ermittelt, so kann man sehr nahe

$$\varrho_x = \tfrac{1}{3} \varrho_0$$

setzen, worin ϱ_0 die minimale Dichte der Substanz bei derjenigen Temperatur bedeutet, bei welcher die Dichte des gesättigten Dampfes gegen ϱ_0 vernachlässigt werden kann [2]). Der Fehler, welcher dabei eingeführt wird, ist für den Wert R_1 ohne große Bedeutung, auch dann, wenn man für ϱ_0 die gewöhnliche Dichte des Körpers bei Zimmertemperatur nimmt (natürlich, wenn T_x genug hoch liegt). Ebenso kann man, ohne großen Fehler zu begehen, statt ϱ_s eine fast beliebige Flüssigkeitsdichte nehmen.

[1]) H. Vogel, Ann. d. Phys. (4) 43, 1270, 1914.
[2]) D. A. Goldhammer, ZS. f. phys. Chem. 71, 577, 1910.

*

Kennt man K_0 eines Gases nicht, so läßt sich dieselbe angenähert aus der Beziehung

$$\left(\frac{K_0-1}{K_0+2}\,\frac{1}{d}\right)_{\text{Gas}} = \left(\frac{K_0-1}{K_0+2}\,\frac{1}{d}\right)_{\text{flüss.}} = \left(\frac{K_0-1}{K_0+2}\,\frac{1}{d}\right)_{\text{fest}},$$

oder aus der Beziehung

$$\sum \frac{K_h-1}{K_h+2}\,\frac{n_h A_h}{d_h} = \frac{K-1}{K+2}\,\frac{M}{d}$$
$$M = \sum n_h A_h$$

finden, worin n_h die Zahl der Atome, A_h das Atomgewicht und K_h die Dielektrizitätskonstante der Elemente bedeuten[1]).

In den folgenden Tabellen sind solche rechnerisch gefundenen Zahlen mit einem Sternchen bezeichnet. Alle η beziehen sich auf 0° C, ausgenommen nur Wasserdampf, worin η auf 29° C bezogen ist.

Wir stellen zunächst die nötigen Zahlenangaben für einige Elemente und einfache chemische Verbindungen zusammen; diese Zahlen erlauben für die angeführten Substanzen $R_1, R_2, \ldots R_5$ zu berechnen.

Substanz	M	$\varrho_\varkappa$	$T_\varkappa$	$p_\varkappa$	$(K_0-1)\cdot 10^4$	$\eta\cdot 10^5$	ϱ_s	T_s
O_2	32	0,441	155	50	5,96	19,2	1,27	90,5
N_2	28	0,330	127	34	5,96	16,8	0,83	90
H_2	2	0,033	32	20	2,74	8,5	0,07	20,5
Cl_2	70,9	0,56	414	83,9	15,5	12,9	1,507	20,5
J_2	253,7	1,631*	—	—	36,4*	—	3,705	457,3
C	12	1,167*	—	—	3,83	—	—	—
Br_2	160	1,064	—	—	29,0*	—	2,95	336
H_2O . . .	18	0,333	638	200	—	10,1	1,0	373
NH_3 . . .	17	0,24	404	114	—	9,3	0,68	234,5
CH_4 . . .	16	0,152	177,5	50	9,44	10,3	0,415	113
HCl . . .	36,45	0,462	324	86	9,91*	—	1,386	190
NO	30	—	180	71,2	6,69*	17,9	—	—
CO	28	0,30	133	35,7	6,94*	16,3	0,793	83
JCl	162,4	1,1*	—	—	26,8*	—	2,96	371
H_2S . . .	34	0,31	373	90	—	11,54	2,86	212,2
H_2Se . . .	81,2	0,71*	411	91	—	—	2,12	233
SeS	111,2	1,019*	—	—	21,0*	—	—	—
PH_3 . . .	34	—	325,8	64	15,5*	—	—	—

[1]) D. A. Goldhammer, Dispersion und Absorption des Lichtes, S. 71 ff. Leipzig und Berlin, Teubner, 1913.

Substanz	$R_1 \cdot 10^8$	$R_2 \cdot 10^8$	$R_3 \cdot 10^8$	$R_4 \cdot 10^8$	$R_5 \cdot 10^8$	Mittel . 10^8
O_2	1,517	1,451	1,196	1,295	1,250	1,342
N_2	1,593	1,545	1,196	1,338	1,380	1,410
H_2	1,424	1,164	0,923	0,973	1,129	1,119
Cl_2	1,826	1,694	1,645	1,927	1,914	1,801
J_2	1,956	—	2,185	—	2,668	2,270
C	0,732	—	1,032	—	—	0,882
Br_2	1,933	—	2,035	—	2,224	2,031
H_2O . . .	1,375	1,472	—	1,585	1,593	1,506
NH_3 . . .	1,475	1,525	—	1,596	1,541	1,534
CH_4 . . .	1,718	1,526	1,395	1,452	1,501	1,518
HCl . . .	1,560	1,556	1,418	—	1,482	1,504
NO	—	1,356	1,294	1,322	—	1,307
CO	1,650	1,543	1,259	1,359	1,383	1,439
JCl. . . .	1,922	—	1,974	—	2,309	2,068
H_2S . . .	1,741	1,608	—	1,694	1,744	1,697
H_2Se . . .	1,765	1,653	—	—	1,775	1,731
SeS. . . .	1,739	—	1,820	—	—	1,780
PH_3 . . .	—	1,720	1,645	—	—	1,682

Wir legen nun folgende Annahmen zugrunde. Wir stellen uns vor, daß die Kugelatome sich der Regel nach nahezu berühren. Lautet die chemische Formel einer Substanz

$$AB$$

und sind ϱ_a, ϱ_b die entsprechenden Halbdurchmesser der Atome von A und B, so bewirkt die Rotation des ganzen Moleküls um zwei gegeneinander senkrechte Trägheitsachsen, daß das Molekül in den Erscheinungen der Diffusion u. dgl. sich als eine Kugel verhält, deren Radius R einfach

$$R = \varrho_a + \varrho_b$$

ist. Auf diese Weise ergeben sich die Atomradien ϱ:

	O	N	Cl	J	C	H	Br
$\varrho \cdot 10^8$ . . .	0,671	0,705	0,900	1,135	0,882	0,560	1,016

und wir berechnen daraus die Molekülradien R

		NO	CO	JCl	HCl
$R \cdot 10^8$	ber.	1,376	1,453	2,035	1,460
	beob.	1,307	1,439	2,068	1,504

indem unter „beob." die Zahlen der vorstehenden Tabelle angeführt sind. Die Übereinstimmung beider Zahlenreihen ist sehr merkenswert. Dabei bietet, wie ich gleich zeigen werde, der Wasserstoff das größte Interesse dar.

Mit $\varrho = 0{,}560 . 10^{-8}$ können wir das Trägheitsmoment von H_2-Molekülen berechnen; es ist

$$L = 2{,}8\, m\, \varrho^2,$$

und das gibt

$$L = 1{,}192 . 10^{-40}\ \text{C.-G.-S.},$$

indem aus der Theorie von Ehrenfest

$$L = 0{,}068 . 10^{-40}\ \text{C.-G.-S.}$$

folgt. Wir sind zu einem schreienden Widerspruch gelangt, dessen Erklärung aber mir sehr einfach zu sein scheint.

Die molekulare spezifische Wärme eines Gases C setzt sich aus zwei Teilen zusammen: C_r, die sich auf die Rotations- und C_t, die sich auf die Translationsbewegungen der Moleküle beziehen. Somit ist

$$C = C_r + C_t.$$

Durch die Beobachtungen wird nur C gegeben. Um nun C_r zu finden, nimmt Ehrenfest (wie es aber immer auch andere Forscher tun) einfach an, es sei für alle (auch niedere) Temperaturen

$$C_t = 3.$$

Nun ist offenbar diese Annahme eine ganz willkürliche, die wohl der Wirklichkeit nicht entsprechen kann. Man hat nämlich viele Gründe, zu denken, daß auch C_t eine Funktion der Temperatur ist und bei niederen Temperaturen bedeutend von dem Werte 3 abweicht. Dann erscheint aber auch das ganze Vergleichen der Theorie mit der Beobachtung illusorisch, da eigentlich C_r unbekannt bleibt. Wir schließen daraus, daß beim Wasserstoff L allerdings viel größer ausfallen soll, als es nach der Theorie von Ehrenfest folgt, obgleich natürlich dieser Umstand gegen die Theorie selbst gar nicht spricht.

Ganz anders liegt die Sache in den Fällen, wenn L aus den Absorptionsmessungen abgeleitet ist; das ist, wie wir gesehen haben, für HCl und H_2O möglich. Für HCl haben wir, wie das leicht zu ersehen ist,

$$L = 0{,}4\, m_{\text{Cl}}\, \varrho_{\text{Cl}}^2 + \text{andere Glieder},$$
$$m_{\text{Cl}} = 35{,}5\, m_{\text{H}}, \quad m_{\text{H}} = 1{,}62 . 10^{-24}$$

und mit dem oben angegebenen Wert für ϱ_{Cl} finden wir

$$0{,}4\, m_{\mathrm{Cl}}\, \varrho_{\mathrm{Cl}}^2 = 18{,}6 \,.\, 10^{-40},$$

indem der ganze Wert von L nur

$$2{,}46 \,.\, 10^{-40}$$

beträgt.

Der einzige Ausweg aus dieser Schwierigkeit scheint mir in dem Umstande zu liegen, daß das Chloratom seiner großen Masse wegen in die Rotation gar nicht versetzt wird. Es rotiert sich nur H-Atom um das Zentrum von Cl herum. Dann ist einfach

$$L = 0{,}4\, m_{\mathrm{H}}\, \varrho_{\mathrm{H}}^2 + m_{\mathrm{H}}\, (\varrho_{\mathrm{H}} + \varrho_{\mathrm{Cl}})^2$$

und wir können daraus ϱ_{H} berechnen. Es ergibt sich

$$\varrho_{\mathrm{H}} = 0{,}315 \,.\, 10^{-8}.$$

Dieses Resultat führt zum Schluß, daß die Atome in H_2 ziemlich weit voneinander abstehen und daß der oben angeführte Wert $0{,}560 \,.\, 10^{-8}$ nicht den Radius vom H-Atom darstellt.

Wenden wir uns jetzt zum Wasserdampf. Hier beträgt die Größe

$$0{,}4\, m_{\mathrm{O}}\, \varrho_{\mathrm{O}}^2 = 4{,}67 \,.\, 10^{-40},$$

so daß L merklich größer als 5 ausfallen wird, indem das maximale L nur $3{,}16 \,.\, 10^{-40}$ beträgt. Wir schließen daraus, daß auch jetzt das O-Atom sich nicht rotiert. Bei dem Wasserdampf haben wir zwei Trägheitsmomente gefunden; daraus ist zu schließen, daß die Zentra der beiden H-Atome erstens zwei parallele Kreise vom gleichen Radius r_1 beschreiben, zweitens sich kreisförmig in der den genannten Kreisen senkrechten Ebene bewegen; hier beträgt der Radius die Größe r_2, indem sein soll

$$r_1^2 + r_2^2 = r^2 = (\varrho_{\mathrm{O}} + \varrho_{\mathrm{H}})^2.$$

Somit muß sein

$$L_1 = 0{,}8\, m_{\mathrm{H}}\, \varrho_{\mathrm{H}}^2 + 2\, m_{\mathrm{H}}\, r_1^2$$
$$L_2 = 0{,}8\, m_{\mathrm{H}}\, \varrho_{\mathrm{H}}^2 + 2\, m_{\mathrm{H}}\, r_2^2$$

und daraus

$$L_1 + L_2 = 1{,}6\, m_{\mathrm{H}}\, \varrho_{\mathrm{H}}^2 + 2\, m_{\mathrm{H}}\, (\varrho_{\mathrm{O}} + \varrho_{\mathrm{H}})^2.$$

Mit unseren Zahlen für L_1, L_2 gibt das

$$\varrho_{\mathrm{H}} = 0{,}390 \,.\, 10^{-8}.$$

Bei solchen Verbindungen, wie NH_3, CH_4, wo mehrere H-Atome vorkommen, muß man analog die Atome N, C als

unrotierbar ansehen; die molekularen Radien für die Verbindungen von der Form AH_n, $n = 2, 3 \ldots$ kann man einfach

$$R = \varrho + 2\,\varrho_H$$

setzen. Das gibt uns die Möglichkeit, ϱ_H wieder zu berechnen. So finden wir

	H_2O	NH_3	CH_4
ϱ_H	$0,416 . 10^{-8}$	$0,415 . 10^{-8}$	$0,328 . 10^{-8}$

Somit liegen uns fünf untereinander ziemlich übereinstimmende Zahlen für ϱ_H vor; das Gesamtmittel aus allen diesen Zahlen ist

$$\varrho_H = 0,374 . 10^{-8}.$$

Sehr interessante Resultate ergeben sich auch für andere chemische, auch metallische Verbindungen. Doch behalte ich dies für eine spätere Mitteilung.

Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m; von W. Kolhörster.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 10. Juli 1914.)
(Vgl. oben, S. 681.)
(Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle a. S., Abhandlung 14.)

Im vergangenen Sommer habe ich auf drei Freiballonfahrten zu Höhen von 4100, 4300 und 6300 m Messungen der durchdringenden Strahlungen mit einem Apparate nach WULF meiner Konstruktion (I) ausgeführt und darüber an verschiedenen Stellen berichtet[1]). Danach nimmt die durchdringende Strahlung mit wachsender Erhebung über dem Erdboden bis auf 700 m zunächst ab, daraufhin erst langsam, dann schneller zu. Schon in ungefähr 1600 m werden die gleichen Ionenzahlen wie am Erdboden gefunden. Von 4000 m an wird der Anstieg beträchtlich, so daß in größeren Höhen eine verhältnismäßig sehr starke Zunahme der Ionisierungsstärke zu erwarten ist, was auch bei der Fahrt bis zu 6300 m bestätigt werden konnte. Der zu den Messungen benutzte Apparat ist im Gegensatz zu dem früher, besonders von HESS[2]) auf Ballonfahrten verwendeten WULFschen Instrument[3]) für Luftfahrten eigens gebaut. Er ist im weiten Bereich vom Druck fast unabhängig, eingehende Prüfungen auf Druck und Temperatur verbürgen seine Angaben, so daß die damals gewonnenen Ergebnisse wohl als einwandfrei in dieser Beziehung zu betrachten sind. Sie bestätigen im allgemeinen die Resultate von HESS bis zu der von ihm erreichten Höhe (ungefähr 5000 m) und ergeben mit einer Ionisierungsstärke von 43 Ionen cm^{-3} sec^{-1} in 6300 m gegenüber den Bodenwerten (13,2 Ionen cm^{-3} sec^{-1}) eine derartige Zunahme, die nicht auf Instrumentalfehler zurückzuführen ist. Inzwischen habe ich, gestützt auf die mit der

---

[1]) W. KOLHÖRSTER, Phys. ZS. **14**, 1066 u. 1153, 1913; Mitt. d. Naturf.-Ges. zu Halle a. S., 3. Band, Nr. 5, 1913; Abhandl. d. Naturf.-Ges. zu Halle a. S., Neue Folge, Nr. 4, Halle a. S. 1914.

[2]) V. F. HESS, Phys. ZS. **12**, 998, 1911; **13**, 1177, 1912; Wien. Ber. **121** [2a], 2001, 1912; **122** [2a], 1481, 1913; Phys. ZS. **14**, 610, 1913.

[3]) TH. WULF, Phys. ZS. **10**, 152 u. 250, 1909.

Konstruktion I gemachten Erfahrungen, einen weiteren Apparat (III) bauen lassen, über den ich demnächst ausführlich berichten werde. Durch besondere Anordnung ist es gelungen, den Fadenträger des Wulf schen Elektrometers starr mit dem Ablesemikroskop zu verbinden, so daß die durch innere Überdrucke veranlaßte Dehnung der Gefäßwände auf die Einstellungen des Elektrometers keinen Einfluß mehr ausüben kann. Das Elektrometersystem ist ganz in Nickelstahl und Quarz ausgeführt, wodurch Verzerrungen in demselben durch ungleiche Temperatur der einzelnen Teile auf ein Minimum herabgedrückt werden. Die Kompensation wird durch ein Messingstück von nur 15 mm Länge derart erreicht, daß 1° Temperaturdifferenz eine Verlängerung oder Verkürzung des Systems um nur 3×10^{-8} cm bewirkt. Weitere Vorteile beruhen darauf, daß die Kapazität des Elektrometers noch um 25 Proz. herabgedrückt werden konnte — sie beträgt 0,99 cm —, daß die Abdichtung bedeutend sicherer als früher bewirkt wird, daß bei kleineren äußeren Abmessungen das nutzbare Luftvolumen erheblich größer wird, und daß das Elektrometersystem bequem aus dem Gehäuse herausgenommen werden kann, wenn man mit anderen Ionisationsgefäßen arbeiten will.

Beide Apparate habe ich auf der Fahrt am 28. Juni 1914 zur Messung benutzt. Von Bitterfeld aufsteigend erreichte der Ballon „Metzeler" (2200 cbm), unter Führung von Herrn Dr. Everling, Adlershof, 9300 m, und ich konnte während der ganzen Fahrt, besonders aber zwischen 9100 bis 9300 m über eine Stunde lang beobachten. Die gleichzeitig mit beiden Apparaten gemessenen Ionisierungsstärken stimmen sehr gut miteinander überein, sie weichen höchstens um 5 Proz. der gesamten Ionisierungsstärke voneinander ab, obwohl Nr. I beinahe doppelt so hohe Eigenstrahlung als Nr. III am Erdboden aufweist. Ferner bestätigen sie meine früheren Messungen bis 6300 m völlig, d. h. die Werte reihen sich ausgezeichnet in die von mir früher gegebenen Werte ein und an. In folgender kleiner Tabelle seien die vorläufigen Ergebnisse mitgeteilt, zum Vergleich die früher gefundenen daneben gestellt.

Bei der guten Übereinstimmung erscheint es kaum zweifelhaft, daß die Werte als quantitativ zu betrachten sind. Das starke gesetzmäßige Anwachsen der Strahlung dürfte wohl jeglichen Zweifel an der Reellität der Messungen und damit an

der Zunahme der Ionisation im geschlossenen dickwandigen Zinkgefäß ausschließen. Mangels jeglicher anderen Erklärung hierfür wird man nicht umhin können, diese Tatsachen durch die Annahme einer Strahlung hohen Durchdringungsvermögens in den oberen Schichten der Atmosphäre oder in unserem Sonnensystem zu erklären. Es erscheint ausgeschlossen, daß die bekannten radioaktiven Substanzen des Erdbodens und der Luft hierfür verantwortlich sind, zumal die vorläufige Bestimmung des Absorptionskoeffizienten unter Voraussetzung des bekannten Gesetzes $J = Jo . e^{-\lambda d}$ für Luft von Atmosphärendruck den Wert $\lambda = 1 . 10^{-5}\ \mathrm{cm}^{-1}$ ergibt, wohingegen für die γ-Strahlen des *Ra C* der Wert $4{,}5 . 10^{-5}\ \mathrm{cm}^{-1}$ bestimmt worden ist. Die Strahlung ist also, worauf ich schon früher hinwies, bedeutend härter und sie wird erst durch eine Luftschicht von 7 km Dicke bei Atmosphärendruck auf 1 Proz. absorbiert.

Seehöhe m	Differenz der Ionenzahlen in der Höhe und am Boden: Werte von 1913	Fahrt vom 28. Juli 1914
1000	— 1,5	—
2000	+ 1,2	—
3000	+ 4,0	+ 4,3
4000	+ 8,3	+ 9,3
5000	+16,5	+17,2
6000	+28,7	+28,7
7000	—	+44,2
8000	—	+61,3
9000	—	+80,4

Man darf vermuten, daß eine durchdringende Strahlung kosmischen Ursprungs existiert, die wohl zum größten Teil von der Sonne herrührt. Es ist daher beabsichtigt, diese Vermutung durch Beobachtung am Erdboden unter geeigneten Bedingungen — Messungen über und im Wasser zu verschiedenen Tageszeiten, Beobachtungen während der Sonnenfinsternis vom 21. August d. J. in der Zone der Totalität — nachzuprüfen und durch weitere Hochfahrten ihren Ursprung festzustellen.

Die Mittel für die oben genannte Fahrt gewährte wiederum der Aerophysikalische Forschungsfonds, Halle a. S.

Herr Prof. K. Schmidt, Halle a. S., der die Ausführung des Strahlungsapparates III ermöglichte und ihn mir in liebenswürdigster Weise zu Messungen auf der Fahrt zur Verfügung stellte, bin ich zu ganz besonderem Danke verpflichtet.

Die Metzeler A.-G., München, lieh in dankenswerter Weise den Ballon Metzeler (2200 cbm) unentgeltlich.

Charlottenburg, 10. Juli 1914.

Atomrefraktionen;

von Adolf Heydweiller.

(Eingegangen am 16. Juli 1914.)

Atomrefraktionen sind schon vielfach bestimmt worden; ich brauche nur an die ausgedehnten Untersuchungen von J. W. Brühl, J. H. Gladstone und H. Landolt und aus neuerer Zeit von F. Eisenlor und W. A. Roth zu erinnern.

Die im folgenden mitzuteilenden Werte unterscheiden sich von denen der genannten Arbeiten in doppelter Hinsicht. Einmal dadurch, daß durchweg die Reduktion auf lange optische Wellen vorgenommen ist mit Hilfe von Dispersionsbestimmungen im Sichtbaren, zum Teil auch im Ultravioletten, sodann und vornehmlich dadurch, daß die in der folgenden Zusammenstellung aufgenommenen Atomrefraktionen fast alle an einatomigen Gebilden in feiner Verteilung bestimmt sind — zumeist an einatomigen Ionen im Wasser — während in den oben erwähnten Arbeiten die Atomrefraktionen abgeleitet sind aus den Molekularrefraktionen von Verbindungen nach Additionsregeln, deren theoretische Berechtigung sehr zweifelhaft ist. So kommt es auch, daß man demselben Element je nach seiner Bindung sehr verschiedene Werte der Atomrefraktion zuschreiben mußte.

Die meisten Werte sind aus wässerigen Ionenlösungen abgeleitet. Da man reine Ionenlösungen nur in sehr großen Verdünnungen erhält, zur Erlangung hinreichend genauer experimenteller Werte aber gewisse Konzentrationsgrenzen nicht unterschreiten darf, so war eine Extrapolation geboten, die aber im Falle der Refraktion deswegen nur ganz geringe Fehler bedingen kann, weil die Molekülbildung aus Ionen nachweislich nur sehr geringe Änderungen in der Refraktion ergibt. Dagegen haftet den so erhaltenen Werten eine andere Unsicherheit an. Da man immer nur zwei Ionen, ein Anion und ein Kation gemeinsam untersuchen kann, so bleibt eine gewisse Willkür in der Verteilung der beobachteten Wertsumme auf die beiden Komponenten, die, streng genommen, nur bis auf eine gemeinsame additive Konstante

(für Anionen von entgegengesetztem Vorzeichen, wie für Kationen) vorzunehmen ist.

Bezüglich der hierbei maßgebenden Gesichtspunkte, sowie der Einzelheiten der experimentellen Bestimmungen verweise ich auf meine ausführlichen Arbeiten in den Annalen der Physik[1]).

Die Refraktion nach LORENZ-LORENTZ wurde berechnet aus den beobachteten prozentischen Unterschieden der Dichte und Lichtbrechung (für lange Wellen) normaler Ionenlösungen gegen Wasser von gleicher Temperatur, A_s und A_n^0, und dem Atomgewicht M nach der Formel:

$$A_r^0 = 0{,}2038\,(36{,}30\,A_n^0 + M - 10\,A_s).$$

Ein übrigens unbedeutendes Korrektionsglied, das ich früher noch angegeben hatte ($0{,}27\,A_n^2$), war irrtümlich; es muß richtig heißen $-0{,}16\,m\,A_n^2$ und fällt für Ionenlösungen (auf $m = 0$ extrapoliert) fort. Der Faktor 0,2038 tritt nach Flatows Bestimmungen für lange Wellen an die Stelle des für Natriumlicht geltenden Faktors $\frac{7}{34} = 0{,}2060$. Die Genauigkeit der so erhaltenen Refraktionswerte ist verschieden, da ein Teil aus Beobachtungen an einer größeren Zahl verschiedener Salze abgeleitet ist (bei Chlor 15, bei Natrium 12, bei Kalium und Lithium 9 usw.), bei anderen Ionen (In, Sn, La, Sm, Hg, Th) nur aus einem Salz; außerdem bieten die gefärbten Ionen größere Schwierigkeiten sowohl bei der Bestimmung der Lichtbrechung, wie bei der Extrapolation auf lange Wellen. Indessen dürften die Fehler in den Atomrefraktionen in keinem Fall 3 Proz. erreichen und in der Mehrzahl der Fälle unter 1 Proz. bleiben.

Die nachfolgende Tabelle bringt die Werte von A_s, A_n^0 und A_r^0 bei 18° im ersten Teil für die Kationen, im zweiten Teil für die Anionen nach steigenden Werten des Atomgewichtes M geordnet.

Die beiden letzten Spalten geben die Sterenzahlen p[2]) und die Quotienten A_r^0/p; die letzteren sind, wie man sieht, nahe konstant für die Kationen mit dem Mittelwert 0,288 und maximalen Abweichungen von etwas über 2 Proz.

---

[1]) A. HEYDWEILLER, Ann. d. Phys. (4) **30**, 873, 1909; **37**, 739, 1912; **41**, 499, 1913; **42**, 1273, 1913.

[2]) Vgl. A. HEYDWEILLER, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 821, 1913; Ann. d. Phys. (4) **41**, 523 ff., 1913.

	M	A_s	A_n^0	A_r^0	p	A_n^0/p
			1. Teil. Kationen.			
H	1,008	— 1,05	— 0,119	1,45	5	0,290
Li	6,94	— 0,35	— 0,055	1,72	6	0,287
Be	9,1	— 0,79	— 0,082	2,86	10	0,286
Na	23,00	1,39	0,061	2,31	8	0,289
Mg	24,32	2,66	0,416	2,61	9	0,290
Al	27,1	3,53	0,766	4,01	14	0,286
K	39,10	2,10	0,085	4,32	15	0,288
Ca	40,09	4,04	0,638	4,66	16	0,291
Cr···	52,0	5,91	1,189	7,55	26	0,290
Mn··	54,93	4,95	0,586	5,44	19	0,286
Fe··	55,84	5,76	0,733	5,07	18	0,282
Fe···	55,84	5,76	1,125	7,97	28	0,285
Ni··	58,68	6,88	0,897	4,57	16	0,286
Co··	58,97	6,24	0,782	5,09	18	0,283
Cu	63,57	7,28	0,846	4,39	15	0,293
Zn	65,36	7,22	0,772	4,32	15	0,288
Rb	85,45	6,32	0,154	5,68	20	0,284
Sr	87,63	8,79	0,792	5,81	20	0,290
Ag	107,88	9,94	0,642	6,48	22	0,294
Cd	112,40	10,86	0,723	6,12	21	0,291
In···	114,8	—	—	6,41	22	0,291
Sn····	119,0	—	—	10,53	37	0,285
Cs	132,81	10,49	0,334	8,15	28	0,291
Ba	137,37	13,08	0,990	8,67	30	0,288
La···	139,0	16,80	1,765	7,16	25	0,286
Sm···	150,4	12,55	1,480	16,02	56	0,286
Hg··	200,0	—	—	9,09	32	0,284
Tl·	204,0	18,38	0,922	10,90	38	0,287
Pb··	207,1	20,74	1,651	12,16	42	0,290
Th····	232,42	23,84	1,739	11,64	40	0,291
			2. Teil. Anionen.			
F	19,0	3,16	0,476	0,975	4	0,244
Cl	35,46	3,02	0,746	6,59	26	0,253
Br	79,92	6,68	1,000	10,07	40	0,252
J	127,92	10,29	1,495	15,95	63	0,253
			3. Teil.			
He	3,99	—	—	0,518	2	0,259
Ne	20,0	—	—	0,995	4	0,249
P	31,0	—	—	8,28	32	0,259
S	32,07	—	—	7,63	30	0,254
Ar	39,88	—	—	4,14	16	0,259
Kr	82.9	—	—	6,26	24	0,261
Xe	130,7	—	—	10,18	40	0,255

Das Fehlen der Werte A_s und A_n^0 bei Indium, Zinn und Quecksilber ist durch Schwierigkeiten der Extrapolation (aus verschiedenen Gründen) bedingt. Hier sind die Werte A_r^0 aus den Einzelbeobachtungen berechnet und direkt extrapoliert worden, was in diesen Fällen zuverlässiger war.

Von den Refraktionen der vier einatomigen Anionen, F, Cl, Br, I, ist die der ersteren wenig genau, da die optischen Beobachtungen sich nur auf zwei Salze erstreckten und mit größeren Fehlern behaftet sind. Die übrigen drei ergeben mit einer kleineren Elementarstere, als sie für die Kationen ermittelt ist (0,253 anstatt 0,288) eine bessere Übereinstimmung.

Endlich sind im dritten Teile der Tabelle noch enthalten die Refraktionen der Edelgase, wie sie sich aus den optischen Beobachtungen von C. und M. CUTHBERTSON[1]) für lange Wellen berechnen lassen, sowie die von Schwefel und Phosphor, die in folgender Weise berechnet sind: für Schwefel 1. aus den wässerigen Lösungen der Sulfide und Hydrosulfide von Kalium und Natrium; 2. aus den Lösungen des Elementes in Schwefelkohlenstoff; für Phosphor nur aus Schwefelkohlenstofflösungen.

Aus den wässerigen Sulfidlösungen, in denen der Schwefel als Anion auftritt, wenn auch der Hydrolyse wegen nicht als freies Anion, ergibt sich im Mittel $A_r^0 = 7{,}62$, allerdings mit ungewöhnlich großen Abweichungen der Einzelwerte, die zwischen 6,8 und 8,4 schwanken; aber dieser Mittelwert stimmt sehr gut mit dem aus den Schwefelkohlenstofflösungen, in denen man dem Schwefel die Molekularformel S_8 zuschreibt, gewonnenen Werte $A_r^0 = 7{,}64$ überein. Man darf somit wohl annehmen, daß die Polymerisation in Schwefelkohlenstofflösungen die Refraktion nicht merklich beeinflußt, weswegen auch der für Phosphor aus den Schwefelkohlenstofflösungen gewonnene Wert, obwohl auch er sich nicht auf einatomige Gebilde bezieht, Vertrauen verdient.

Es sei noch erwähnt, daß aus der Dielektrizitätskonstanten des festen Schwefels $\varepsilon = 4{,}00$ (Mittelwert) und seiner Dichte $s = 2{,}063$ sich ergibt:

$$\frac{M}{s_1}\,\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = 7{,}77,$$

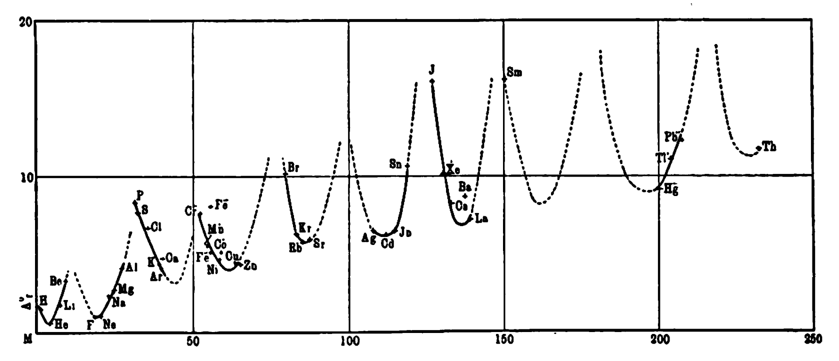
[1]) C. und M. CUTHBERTSON, Proc. Roy. Soc. London (A) 84, 13, 1911.

also ein nur 2 Proz. höherer Wert als die vorstehenden Werte von A_r^0.

Ebenso ergeben sich aus den verschiedenen Werten der Dielektrizitätskonstanten des Phosphors Werte der elektrischen Refraktion, die zwischen 7,8 und 8,6 liegen, und im Mittel daher mit der optischen Refraktion $A_r^0 = 8{,}28$ gut übereinstimmen.

Die Elemente der dritten Gruppe führen auch wieder zu einer kleineren Elementarstere, als die Kationen der ersten Gruppe sie liefern, nämlich zu 0,257, die nur wenig größer ist, als die der drei Halogenanionen.

Eine gute Übersicht über die gesamten hier zusammengestellten Werte liefert die graphische Darstellung der beistehenden Figur, in der in üblicher Weise die Atomgewichte als Abszissen, die Atomrefraktionen als Ordinaten aufgetragen sind.



Die einzelnen Punkte sind durch Kurvenzüge verbunden. Da das Material namentlich für die höheren Atomgewichte noch sehr lückenhaft ist, wurde versucht, diese Kurvenzüge nach dem mutmaßlichen Verlauf durch punktierte Linien zu ergänzen.

Eines tritt hier jedenfalls deutlich hervor, das ist die Periodizität der Atomrefraktion, bei der — im Gegensatz zum Verhalten der scheinbaren Atomvolumen — auf j e d e Periode des periodischen Systems ein Maximum und ein Minimum entfällt. Wenn ich früher[1]) zu einem anderen Ergebnis kam, so lag das daran, daß die bis dahin untersuchten Elemente fast alle nahe den tiefsten Stellen der periodischen Kurve liegen, mit Ausnahme von Cl, Br, I, deren abweichendes Verhalten damals schon auffiel.

[1]) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **41**, 523 ff., 1913.

Auf einige Unregelmäßigkeiten gegen den glatten Verlauf der Kurve (bei Ca, Co, Ba) sei hier nur hingewiesen, ebenso auf die Abweichung des dreiwertigen Fe; das einwertige Tl fügt sich dagegen glatt zwischen die zweiwertigen Ionen Hg und Pb ein. Die Darstellung könnte überhaupt noch zu manchen Bemerkungen veranlassen, auf die ich an dieser Stelle verzichte.

Die Beschaffung des sehr ausgedehnten Beobachtungsmaterials, das den vorstehenden Zahlen zugrunde liegt, wäre mir nicht möglich gewesen ohne die ausgiebige und dankenswerte Hilfe einer Reihe von Mitarbeitern, namentlich der Herren Bieker, Clausen, Grufki, Howitz, Kümmel, Limann, Lübben, Rubien, Schneider, Wigger, und ist zum großen Teil in deren bereits veröffentlichten oder demnächst erscheinenden Arbeiten niedergelegt.

Rostock, Phys. Inst., Juli 1914.

Die spezifische Wärme der Gase und die Nullpunktsenergie;

von O. Sackur.

Bemerkung zu den Versuchen des Herrn A. EUCKEN[1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 10. Juli 1914.)

(Vgl. oben S. 681.)

Herr EUCKEN hat kürzlich die spezifische Wärme C_v von stark komprimiertem Wasserstoff und Helium in einem Temperaturbereich von etwa 18 bis 35° absolut gemessen und festgestellt, daß bei beiden Stoffen die spezifische Wärme mit sinkender Temperatur abnimmt und besonders bei H_2 weit unter den Wert 3 sinkt, den die klassische Theorie für die einatomigen Gase verlangt. Da andererseits nach allen unseren Erfahrungen die spezifische Wärme der komprimierten Gase und der Flüssigkeiten größer ist als die der idealen Gase, so betrachtet Herr EUCKEN mit Recht dieses Absinken bei tiefen Temperaturen als einen Quanteneffekt. Er verwertet seine Messungen ferner dazu, um die Frage nach der Nullpunktsenergie zu entscheiden und kommt hierbei zu dem Resultat, daß seine Versuche mit dieser Theorie nicht vereinbar sind. Gegen diesen theoretischen Teil seiner Arbeit möchte ich im folgenden einige Einwände geltend machen.

EUCKEN betrachtet die von ihm untersuchten stark komprimierten Gase als Flüssigkeiten und nimmt an, daß die Wärmebewegung in den einatomigen Flüssigkeiten — auch H_2 ist ja nach seinen früheren Messungen zweifellos in diesem Temperaturintervall als einatomiger Stoff mit dem Molekulargewicht 2 anzusehen — etwa die gleiche ist wie in den festen Stoffen, d. h. daß die Atome Schwingungen um Gleichgewichtslagen ausführen, und setzt daher die Energie als Funktion der Temperatur in der

---

[1]) Sitzungsber. der Kgl. Preuß. Akademie 1914, S. 682.

Form der DEBYE schen Gleichungen an. DEBYE multipliziert, wie üblich, um die Gesamtenergie des Körpers zu erhalten, die Energie jeder Schwingungsrichtung mit 3 und erhält dann unter der Annahme, daß die elastischen Eigenschaften des festen Körpers von der Temperatur unabhängig sind, den Grenzwert 6 für die spezifische Wärme bei hohen Temperaturen. EUCKEN nimmt dagegen an, daß in seinen Flüssigkeiten die Schallgeschwindigkeit ebenso wie bei den idealen Gasen der Quadratwurzel aus der Energie proportional ist. Setzt man dies in die DEBYE schen Gleichungen ein, so erhält man, wie LENZ-SOMMERFELD gezeigt haben[1], den oberen Grenzwert 3 für die spezifische Wärme. Da aber bei Quecksilber und anderen einatomigen Flüssigkeiten bei hohen Temperaturen der Wert 6 richtig zu sein scheint, so multipliziert EUCKEN die Energie jeder Schwingungsrichtung mit 6, d. h. er setzt auch für die drei potentiellen Freiheitsgrade die DEBYE schen Schwingungsgleichungen an.

Führt man die Rechnung unter diesen Annahmen durch, so erhält man nach EUCKEN folgendes Resultat: Der ohne Nullpunktsenergie erhaltene Temperaturverlauf der spezifischen Wärme zeigt in der Nähe des Wertes 3 ein allmähliches Ansteigen, bei Annahme einer Nullpunktsenergie steigt jedoch in diesem Gebiet die Kurve steil an.

Da die Versuche ein langsames Ansteigen ergeben, so schließt EUCKEN, daß sie mit der Annahme einer Nullpunktsenergie nicht vereinbar sind.

Es ist ohne weiteres klar, daß diese Schlußweise nur richtig ist, wenn alle Annahmen, die EUCKEN zur Berechnung seiner Kurven machen mußte, richtig sind. Vor allem scheint mir die einigermaßen willkürliche Multiplikation der DEBYE schen Gleichungen mit 6 recht anfechtbar. Daß die einatomigen Flüssigkeiten einen viel höheren Wert der spezifischen Wärme bei hohen Temperaturen besitzen als 3, scheint mir darauf zurückzuführen zu sein, daß die Schallgeschwindigkeit weniger temperaturveränderlich ist, als bei den idealen Gasen, und es läßt sich ohne weiteres einsehen, daß die mit und ohne Nullpunktsenergie berechneten Kurven der spezifischen Wärmen sich einander immer mehr nähern, je geringer die Temperaturabhängigkeit der Schall-

---

[1]) Vorträge auf dem Wolfskehl-Kongreß Göttingen 1913.

geschwindigkeit wird, bis sie schließlich bei konstanter Schallgeschwindigkeit im Fall des idealen festen Körpers vollständig zusammenfallen und die Entscheidung für oder gegen die Nullpunktsenergie unmöglich wird. Die EUCKENsche Deutung seiner Versuche wäre nur dann glaubhaft, wenn experimentell gezeigt würde, daß einatomige Flüssigkeiten bei hohen Temperaturen die spezifische Wärme 6 und gleichzeitig den gleichen Temperaturverlauf der Schallgeschwindigkeit besitzen wie die idealen Gase. Leider liegt zur Entscheidung dieser Frage noch nicht genügend Material vor.

Ich habe nun versucht, die EUCKENschen Versuche auf einem anderen Wege theorethisch zu verwerten, nämlich mittels der Theorie, die ich vor einiger Zeit über die Entartung der idealen Gase bei tiefen Temperaturen aufgestellt habe[1]).

Die spezifische Wärme jedes komprimierten Gases und jeder Flüssigkeiten läßt sich darstellen durch die Gleichung

$$C_v = C'_v + \int_{\infty}^{v} \frac{\partial C_v}{\partial v}\, dv.$$

Hier bedeutet C'_v die spezifische Wärme des idealen Gases, d. h. eines Gases, dessen Molekeln keine anziehenden und abstoßenden Kräfte, etwa nach VAN DER WAALS, aufeinander ausüben; das Integral trägt den Abweichungen Rechnung, die durch diese Molekularkräfte hervorgerufen werden. Über den Zahlenwert dieses Integrals wissen wir allerdings für den Fall der EUCKENschen Versuche recht wenig. Wir wissen nur, daß er im allgemeinen positiv ist, da die realen Gase eine höhere spezifische Wärme haben als die idealen, und daß er, wenn er temperaturabhängig ist, mit wachsender Temperatur abnehmen wird, da ja die Gase im allgemeinen bei höheren Temperaturen dem idealen Zustande näher kommen. Die Größe C'_v dagegen läßt sich nach der erwähnten Theorie für die Gase H_2 und He für jede Temperatur und Dichte streng berechnen. Um diese Berechnung zu erläutern, will ich kurz die Grundlagen der Theorie rekapitulieren: Ich nehme an, daß für die Bewegung der Gasmolekeln längs einer Koordinatenachse die PLANCKsche Entropiegleichung der

[1]) Jahresber. der Schles. Ges. f. vaterl. Kultur, Februar 1913.

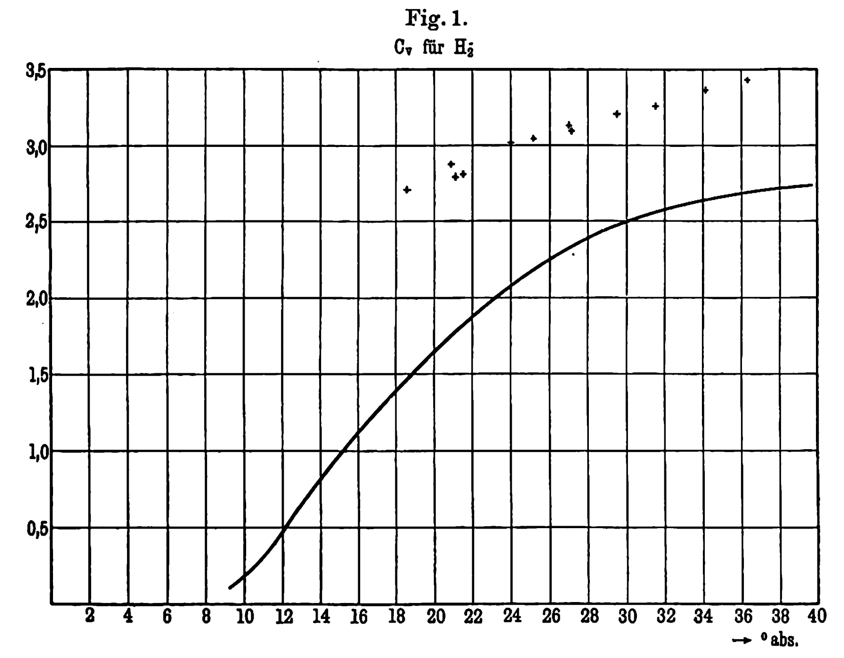
Resonatoren (mit Nullpunktsenergie) gilt, also für jeden Freiheitsgrad[1])

$$S = R\left(\frac{E}{N\Delta\varepsilon}+\frac{1}{2}\right)\ln\left(\frac{E}{N\Delta\varepsilon}+\frac{1}{2}\right)$$
$$-R\left(\frac{E}{N\Delta\varepsilon}-\frac{1}{2}\right)\ln\left(\frac{E}{N\Delta\varepsilon}-\frac{1}{2}\right)+R\ln 2. \qquad 1)$$

Hier bedeutet E die Gesamtenergie der N Molekeln pro Freiheitsgrad, $\Delta\varepsilon$ das sogenannte Elementargebiet der Energie (in

Fig. 1.

C_v für H_2



der Strahlungstheorie $= h\nu$). Der Summand $R \ln 2$ rührt daher, daß bei der statistischen Betrachtung der Gasmolekeln zwei Molekeln mit gleicher Energie bei verschiedener Richtung als verschieden gezählt werden. Für das Elementargebiet der Energie setze ich $\Delta\varepsilon = h\frac{\bar{\xi}}{x}\cdot z$, wenn $\bar{\xi}$ die mittlere Geschwindigkeit, $x = \left(\frac{V}{N}\right)^{1/3}$ der mittlere Abstand zweier Molekeln und z eine reine Zahl bedeutet. Dieser Ansatz ist der einzige, der bei hohen

[1]) Wärmestrahlung, 2. Aufl., S. 139.

Temperaturen zur richtigen Zustandsgleichung und zu derselben Entropiekonstante führt, die auf verschiedenen Wegen von TETRODE[1]), STERN[2]) und mir[3]) abgeleitet wurden. Um genau denselben Zahlenwert der Entropiekonstanten zu erhalten, den ich früher auf anderem Wege erhalten habe, muß man die Zahl

$z = \frac{\sqrt{2e}}{\pi} = 0{,}75$ setzen[4]).

Dann erhält man, wie ich loc. cit. gezeigt habe, für die Abhängigkeit der gesamten Translationsenergie des Gases von der Temperatur, wenn man zur Abkürzung $\frac{E}{N\varDelta\varepsilon} = q$ setzt, die beiden Gleichungen

$$3E = \frac{6e}{\pi^2} \cdot \frac{h^2 N^{8/3}}{M \cdot V^{2/3}} \cdot \frac{q}{(q+1/2)^2} \left[\sum_{n=0}^{n=\infty} \sqrt{2n+1} \left(\frac{q-1/2}{q+1/2} \right)^n \right]^2 \qquad 2)$$

$$T = \frac{\partial E}{\partial q} \cdot \frac{1}{R \ln \frac{q+1/2}{q-1/2}} \qquad 3)$$

und aus ihnen durch Differenzenbildung die spezifischen Wärmen.

q	$\frac{q}{\left(q+\frac{1}{2}\right)^2}[\Sigma]^2$	q	$\frac{q}{\left(q+\frac{1}{2}\right)^2}[\Sigma]^2$
0,5000[5])	0,5000	0,57	0,629
0,5005	0,50086	0,60	0,689
0,501	0,50173	0,63	0,751
0,502	0,50346	0,65	0,794
0,505	0,5087	0,70	0,907
0,510	0,5179	0,75	1,029
0,53	0,5536	0,80	1,156
0,55	0,590		

Um die Benutzung der Formeln zu erleichtern, gebe ich im Vorstehenden die von mir ausgerechneten Zahlenwerte der in Gleichung 2) vorkommenden Summe für verschiedene kleine Werte

---

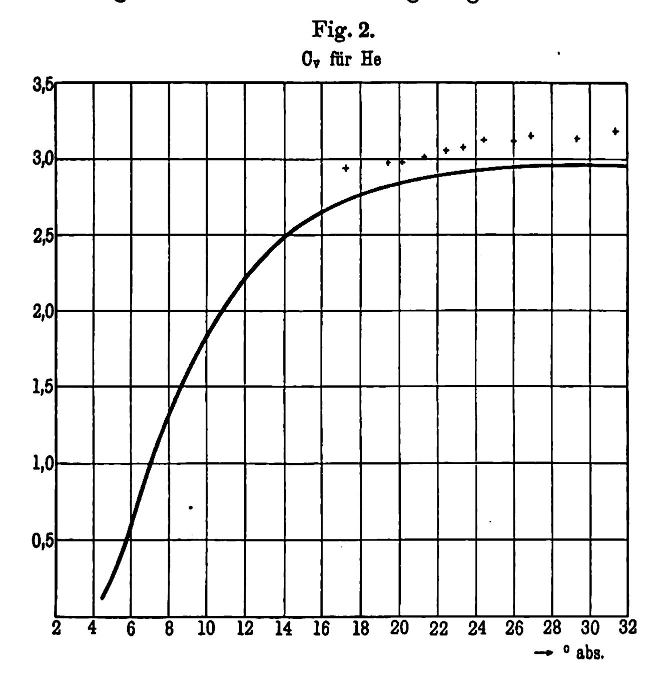
1) Ann. d. Phys. (4) **38**, 414; **39**, 255, 1912.
2) Phys. ZS. **14**, 629, 1913.
3) Ann. d. Phys. (4) **40**, 67, 1913. Nernst-Festschrift 1912, S. 405.
4) Vgl. S. 10 meiner oben zitierten Abhandlung.
5) Für $T = 0$.

von q. Für Werte von q, die größer als 1 sind, erreicht die spezifische Wärme schon sehr nahe den theoretischen Grenzwert.

Mittels dieser Gleichungen 2) und 3) habe ich die spezifischen Wärmen für He und H_2 für die von EUCKEN benutzten Dichten $\frac{1}{v} = 0{,}036$ Mol/ccm für H_2 und 0,033 für He berechnet und durch die ausgezogenen Kurven der Figg. 1 u. 2 dargestellt. Die EUCKENschen Messungen sind als Kreuze aufgetragen.

Fig. 2.

C_v für He



Die Betrachtung der Figuren ergibt folgendes: Der Abstand der empirisch gefundenen Werte von der theoretischen Kurve stellt den Wert des Integrals in Gleichung 1) dar. Dieser Wert ist beim Helium relativ klein, bei Wasserstoff wesentlich größer. Dies entspricht durchaus der Theorie, da He unter den gewählten Bedingungen dem idealen Gaszustande weit näher kommt als Wasserstoff. Der Temperaturverlauf der empirischen Kurven ist in beiden Fällen etwa der gleiche, wie der der theoretischen, bei Wasserstoff ist er steiler als bei Helium, da der Grad der Entartung umgekehrt proportional dem Molekulargewicht ist. Bei

Wasserstoff scheint die theoretische Kurve etwas steiler zu verlaufen als die empirische; auch dies ist theoretisch plausibel, da, wie oben angegeben, der Wert des Integrals mit steigender Temperatur abnehmen wird. Im allgemeinen entspricht der Habitus der empirischen Kurven durchaus der theoretischen Voraussage.

Da nun die oben entwickelte Theorie der Entartung der Gase auf der Annahme einer Nullpunktsenergie basiert, so komme ich im Gegensatz zu Herrn Eucken zu dem Schluß, daß seine Versuche mit dieser Annahme durchaus vereinbar sind und keinenfalls als experimentelle Widerlegung derselben betrachtet werden können.

Berlin-Dahlem.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. **15. August 1914.** **Nr. 15.**

Sitzung vom 24. Juli 1914.

Vorsitzender: Hr. F. Haber.

Hr. **W. Westphal** berichtet
über die Temperaturabhängigkeit der Jodfluoreszenz.

Ferner spricht Hr. **A. Einstein**
über die thermodynamische Ableitung der Planckschen Strahlungsformel und über den Nernstschen Wärmesatz vom theoretischen Standpunkt.

Sodann trägt Hr. **A. Tool** vor
über die Konstitution des Gasions.

Endlich macht Hr. **F. Haber** eine Mitteilung
über das Rußen der Flamme.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Adolf Heydweiller: Atomrefraktionen.

S. Valentiner und **J. Wallot:** Bestimmung von Ausdehnungskoeffizienten bei tiefen Temperaturen.

Hans Witte: 1. Sagnac-Effekt und Emissionstheorie.
2. Nochmals Sagnac-Effekt und Äther.

R. Gans: Beweisen die magnetischen Messungen an paramagnetischen Substanzen die Existenz einer Nullpunktsenergie?

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. phil. Aug. Wetthauer, Berlin-Halensee, Georg-Wilhelmstr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Behnken.)

Hr. Dr. Whitney, General Electric Co., Schenectady, Vereinigte Staaten von Nordamerika.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. Westphal.)

Hr. cand. phil. Schleede, Berlin-Weißensee, Streustr. 125.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. Dziobek.)

Bekanntmachung.

Aus Anlaß der kriegerischen Ereignisse findet die diesjährige, nach Hannover einberufene Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte nicht statt.

Über die ultraroten Spektren der Gase. III. Die Konfiguration des Kohlendioxydmoleküls und die Gesetze der intramolekularen Kräfte;

von Niels Bjerrum.

(Eingegangen am 7. Juli 1914.)

---

1. Nach neueren Untersuchungen entstehen die meisten ultraroten Spektralbanden durch Bewegungen von elektrisch geladenen Atomen oder Atomgruppen, während die Linien im sichtbaren und ultravioletten Spektrum auf Elektronenschwingungen beruhen. Das Studium der ultraroten Spektren muß deshalb für unsere Kenntnisse zu den Atombewegungen von großem Nutzen sein können. Wir erhalten zwar durch Untersuchungen der ultraroten Spektren nur Daten über die Bewegungen von elektrisch geladenen Atomen, man darf aber wohl annehmen, daß die nicht geladenen sich nach denselben Gesetzen bewegen. In dieser Abhandlung wollen wir uns hauptsächlich mit den Atomen im Kohlendioxydmolekül beschäftigen. Sie sind alle elektrisch geladen.

2. In einer früheren Arbeit[1]) ist gezeigt worden, daß den drei Kohlendioxydbanden bei 2,7, 4,3 und 14,7 μ, welche das ganze ultrarote Spektrum von Kohlendioxyd ausmachen, drei verschiedene Schwingungen der Atome entsprechen. Da das Kohlendioxydmolekül als dreiatomiges Molekül drei innere Freiheitsgrade besitzt, so sollte man eben auch drei Schwingungen und folglich drei Banden erwarten. Aus den Wellenlängen dieser Banden kann man die Frequenzen berechnen, mit welchen das Kohlendioxyd schwingen kann. Und es erhebt sich nun die interessante Frage: Welche Eigenschaften müssen wir dem Kohlendioxydmolekül beilegen, damit es gerade mit diesen drei Frequenzen schwingen kann? Dieses Problem wollen wir im folgenden betrachten.

3. Jede von den drei harmonischen Schwingungen, wozu das Kohlendioxydmolekül fähig ist, muß eine zusammengesetzte Be-

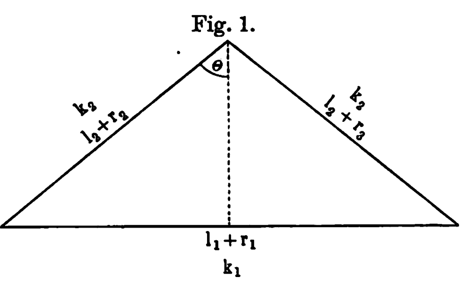
---

[1]) Bjerrum, ZS. f. Elektrochem. 17, 733, 1911.

wegung des ganzen Moleküls sein; denn wenn ein Atom im Molekül schwingt, so müssen die anderen mitschwingen. Jede der drei harmonischen Schwingungen muß deshalb aus koordinierten synchronen Schwingungen der drei Atome zusammengesetzt sein.

Da nach RUTHERFORD die Massen der Atome in den überaus kleinen Kernen gesammelt sind, so dürfen wir uns das Kohlendioxydmolekül als ein einfaches System von drei Massenpunkten vorstellen. Die Massen in diesen Punkten sind $\frac{12}{N}$, $\frac{16}{N}$, $\frac{16}{N}$, wo N die AVOGADROsche Konstante ist. Wir wollen weiter annehmen, daß die zwei Sauerstoffatome vollständig symmetrisch gebunden sind, da wohl nur diese Annahme mit dem chemischen Verhalten des Kohlenstoffs gut vereinbar ist. Das Kohlendioxydmolekül bildet hiernach ein gleichschenkliges Dreieck, und seine Form ist durch die Scheitelwinkel, deren halben Wert wir θ nennen wollen, vollständig bestimmt.

Fig. 1.



Die Seitenlängen des dreieckigen Moleküls im Gleichgewichtszustande wollen wir mit l_1 (Basis) und l_2 (Schenkel) bezeichnen, und die Vergrößerungen, die diese Seitenlängen in einem gewissen Moment t erhalten haben, wollen wir r_1, r_2 und r_3 nennen (vgl. Fig. 1).

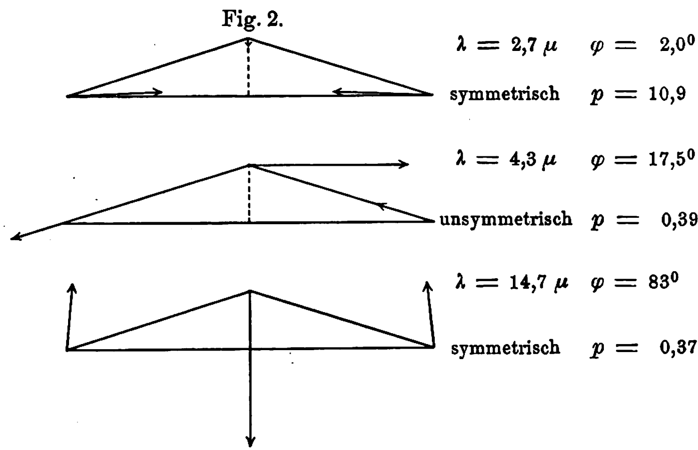
Um aber weiter zu kommen, müssen wir bestimmte Annahmen über die inneren Kräfte machen. Wir wollen die Berechnungen mit zwei verschiedenen Hypothesen über diese durchführen.

Erstens wollen wir annehmen, daß alle inneren Kräfte Zentralkräfte zwischen den drei Massenpunkten sind (Zentralkraftsystem). Und zweitens wollen wir annehmen, daß nur zwischen Kohlenstoff und Sauerstoff, nicht aber zwischen den Sauerstoffatomen untereinander, Zentralkräfte vorhanden sind. Statt der Zentralkraft zwischen den Sauerstoffatomen werden wir eine Spannkraft annehmen, welche Änderungen im Winkel θ entgegenwirkt (BAEYERsche Valenzrichtungsspannung). Wie man leicht sieht, stimmt das letzte Kraftsystem gut mit unseren

Valenzvorstellungen überein, und wir wollen es deshalb als Valenzkraftsystem bezeichnen.

4. Zentralkraftsystem. Die Kraft, die durch eine kleine (infinitesimale) Änderung r des Abstandes zwischen zwei Atomen entsteht, kann man beim Zentralkraftsystem gleich kr setzen, wo k eine Konstante ist, welche die Festigkeit der Bindung zwischen den beiden Atomen angibt. Wenn wir die zwei Werte k_1 und k_2 kennen, welche die Bindungen zwischen Sauerstoff und Sauerstoff, bzw. zwischen Kohlenstoff und Sauerstoff angeben, und wenn weiter θ, also die Form des Moleküls, bekannt ist, so haben wir genügende Daten zur Berechnung der drei Frequenzen, mit

Fig. 2.



1. Lösung. Zentralkraftsystem.
$\theta = 72{,}5^0$, $k_1 = 5{,}34 \cdot 10^6$ Dyn/cm, $k_2 = 1{,}38 \cdot 10^6$ Dyn/cm.

welchen das Molekül schwingen kann. Umgekehrt müssen wir auch aus den drei bekannten Frequenzen k_1, k_2 und θ berechnen können, d. h. wir müssen aus der Lage der ultraroten Banden die Form und die Festigkeit des Kohlendioxydmoleküls berechnen können. Auf die Einzelheiten dieser Berechnung werden wir später eingehen. Hier werde ich gleich ihre Resultate geben. Man erhält zwei verschiedene Lösungen.

Entweder muß sein:

$$\theta = 72{,}5^0, \quad k_1 = 5{,}34 \cdot 10^6 \text{ Dyn/cm}, \quad k_2 = 1{,}38 \cdot 10^6 \text{ Dyn/cm},$$

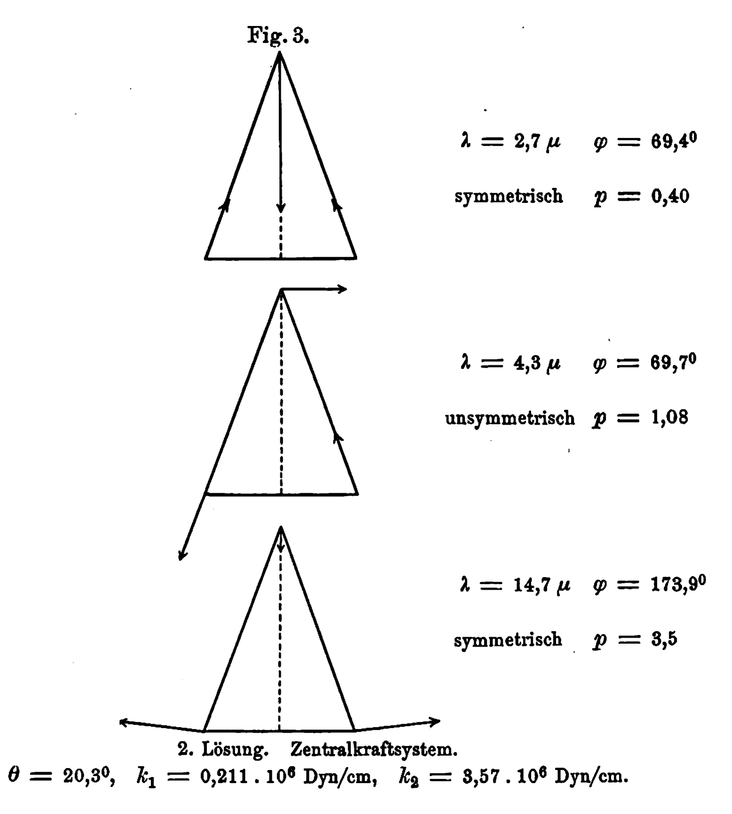
oder

$$\theta = 20{,}3^0, \quad k_1 = 0{,}211 \cdot 10^6 \text{ Dyn/cm}, \quad k_2 = 3{,}57 \cdot 10^6 \text{ Dyn/cm}.$$

Eine Übersicht über die Schwingungen, die das Kohlendioxydmolekül in den beiden Fällen ausführen kann, geben die Figuren 2 und 3. In diesen Figuren sind durch Pfeile die relativen Größen und die Richtungen der linearen Atomschwingungen angegeben, die den verschiedenen ultraroten Banden entsprechen.

φ bedeutet den Winkel zwischen Basis und Schwingungsrichtung, und p ist das Verhältnis zwischen der Amplitude der Sauerstoffatome und derjenigen des Kohlenstoffatoms.

Fig. 3.



2. Lösung. Zentralkraftsystem.
$\theta = 20{,}3^0$, $k_1 = 0{,}211 . 10^6$ Dyn/cm, $k_2 = 3{,}57 . 10^6$ Dyn/cm.

Wie man sieht, entspricht in beiden Lösungen der Bande 4,3 μ eine unsymmetrische Schwingung, während den zwei anderen Banden symmetrische Schwingungen entsprechen.

Bei näherer Betrachtung zeigt sich keine von diesen zwei Lösungen recht plausibel. Gegen 1. kann man einwenden, daß nach ihr die Bindung zwischen den beiden Sauerstoffatomen

3,87 mal fester ist als die Bindung zwischen Sauerstoff und Kohlenstoff ($k_1/k_2 = 3{,}87$). Dieses Verhalten ist vom chemischen Gesichtspunkt äußerst unwahrscheinlich. In der Beziehung ist die Lösung 2 viel besser; hier ist $k_1/k_2 = 0{,}059$, und die Bindung Sauerstoff-Sauerstoff also recht lose.

Gegen die zweite Lösung spricht, daß es vom stereochemischen Gesichtspunkt sehr unzufriedenstellend ist, daß die beiden Sauerstoffatome so nahe aneinander liegen. In der Beziehung ist die Lösung 1 viel besser. Der Winkel zwischen zwei Kohlenstoffvalenzen ist, wenn die Valenzen nach den Ecken eines regelmäßigen Tetraeders ausstrahlen, 146° 44′. In Lösung 1 bilden die Richtungen zu den zwei Sauerstoffatomen in annähernder Übereinstimmung hiermit einen Winkel von 145°. Diesem Zusammentreffen darf man doch kaum großes Gewicht beilegen.

Daß das Zentralkraftsystem keine zufriedenstellende Lösung für die Konfiguration des Kohlendioxydmoleküls gegeben hat, ist in Übereinstimmung damit, daß es vom valenztheoretischen Gesichtspunkt unwahrscheinlich ist, daß die Kräfte alle Zentralkräfte sind. Wir wollen jetzt die Konfigurationen untersuchen, wozu ein Valenzkraftsystem führt.

5. Valenzkraftsystem. In diesem Falle können wir ebenfalls die inneren Kräfte, durch welche die Schwingungen bedingt sind, durch zwei Konstanten k_θ und k_2 ausdrücken. $k_2 r_2$ ist wie früher die Kraft, die zwischen Kohlenstoff und Sauerstoff wirkt, wenn ihr Abstand um r_2 geändert wird. Und k_θ ist definiert durch die Gleichung:

$$P_\theta = k_\theta . l_2 d\theta.$$

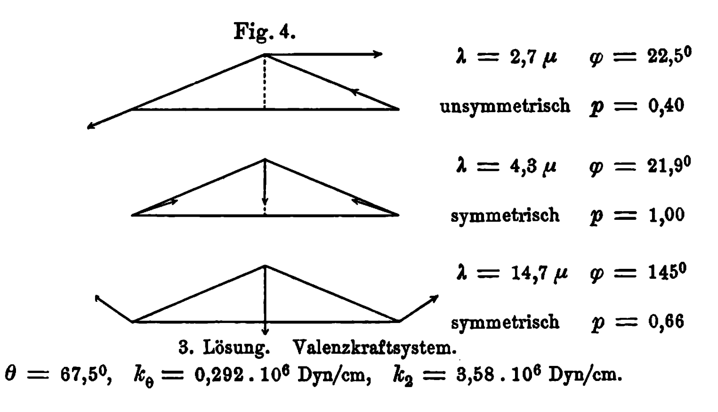
Hier ist P_θ die Kraft, die die Sauerstoffatome zurückzuziehen sucht, wenn sie $l_2 d\theta$ senkrecht zum Schenkel des Dreiecks von den Gleichgewichtslagen verschoben sind. Auch hier können wir θ, k_θ und k_2 aus den Wellenlängen der ultraroten Banden berechnen und erhalten wieder zwei Lösungen.

Über die Einzelheiten dieser Lösungen orientieren Fig. 4 und 5.

Von diesen beiden „Valenzkraft“-Lösungen erscheint aus mehreren Gründen die erste am meisten plausibel. Hier, wo $\theta = 67{,}5$ ist, liegen die zwei Sauerstoffatome nicht unwahrscheinlich nahe aneinander. Und weiter haben die Konstanten, die die Festigkeit des Moleküls ausdrücken, recht angemessene Werte.

Daß k_θ wesentlich kleiner als k_2 ist, bedeutet nämlich, daß es viel leichter ist, das Molekül um das Kohlenstoffatom zu biegen, als die Sauerstoffatome dem Kohlenstoffatom zu nähern, was wohl auch am wahrscheinlichsten ist. Man kann doch auch Gründe finden, die für die letzte Lösung sprechen. Ich werde nur nennen, daß es aus Untersuchungen im langwelligen ultraroten Spektrum hervorzugehen scheint, daß das Kohlendioxydmolekül nur recht langsam rotiert, denn Kohlendioxd absorbiert nicht zwischen 20 μ und 300 μ. Wenn das Molekül, wie in Lösung

Fig. 4.



3. Lösung. Valenzkraftsystem.
$\theta = 67{,}5^0$, $k_\theta = 0{,}292 \,.\, 10^6$ Dyn/cm, $k_2 = 3{,}58 \,.\, 10^6$ Dyn/cm.

1 und 3, langgestreckt ist, so sollte man eine schnelle Rotation um die lange Achse erwarten, weil hier das Trägheitsmoment klein ist.

Wenn das Molekül senkrecht zu dieser Achse nicht elektrisch polar wäre, so würden wir gewiß nicht die Rotation durch Messungen im langwelligen ultraroten Spektrum entdecken können. Es ist aber äußerst unwahrscheinlich, daß in der Lösung 3 das Molekül in dieser Richtung nicht polar sein sollte.

Wenn man annimmt, daß Kohlenstoff und Sauerstoff in Kohlenoxyd ebenso fest zueinander gebunden sind wie in Kohlendioxyd, so kommt man nach der Lösung 1 zu einer Wellenlänge 5,2 μ für die Kohlenoxydbande, und die drei anderen Lösungen geben alle 3,2 μ. Da die Kohlenoxydbande bei 4,7 μ liegt, so zeigt diese Berechnung, daß man nach unserer Hypothese zu der richtigen Größenordnung für die Wellenlänge kommt, aber auch nicht mehr. Wir haben ja auch keinen Grund anzunehmen, daß die Atome in Kohlenoxyd genau so fest wie in Kohlendioxyd zu-

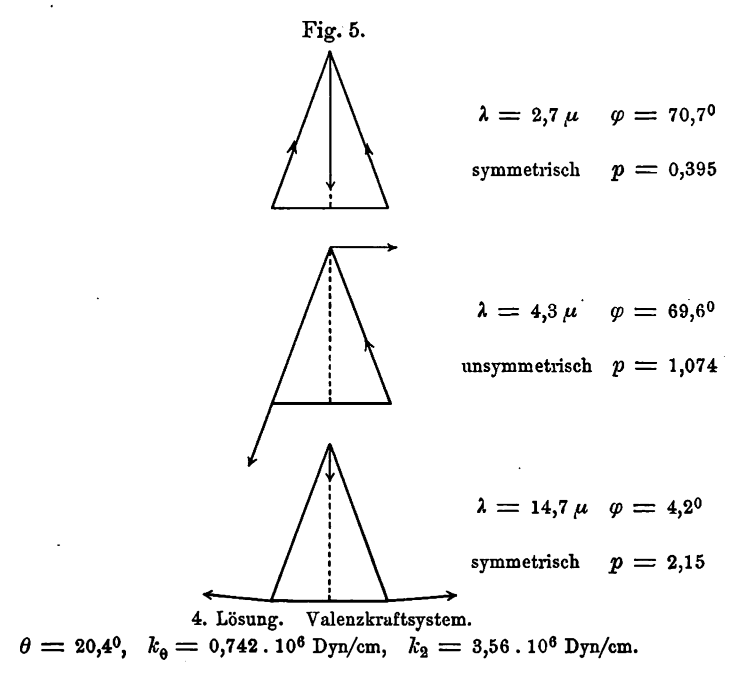
sammengebunden sind. Bei der Berechnung ist folgende Formel benutzt:

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{\frac{C.O}{CO} \cdot \frac{1}{k_2 N}}$$

$$c = 3.10^{14}; \quad N = 65.10^{22}.$$

6. Über die Abweichung des Kohlendioxydmoleküls von der linearen Form. Wenn nun auch die „Valenzkraft"-

Fig. 5.



4. Lösung. Valenzkraftsystem.

$\theta = 20{,}4^0$, $k_\theta = 0{,}742 \,.\, 10^6$ Dyn/cm, $k_2 = 3{,}56 \,.\, 10^6$ Dyn/cm.

Lösungen in vielen Beziehungen den „Zentralkraft"-Lösungen vorzuziehen sind, so kann man doch eine recht ernste Einwendung auch gegen diese richten. Man konnte nämlich erwarten, daß die Valenzrichtungsspannungen die Sauerstoffatome in diametral entgegengesetzter Stellung zueinander stellen wollten. Denn nach der organischen Chemie sind die Kohlenstoffvalenzen einander gleich und ganz symmetrisch tetraedrisch verteilt. Hiernach sollte das Molekül geradlinig sein. Wir haben in unseren Lösungen indessen gefunden, daß es nicht geradlinig ist. Und dieses Resultat wird durch die spezifische Wärme des Kohlendioxyds bestätigt;

denn nach ihr beträgt die Rotationsenergie $^3/_2\,RT$, während sie für ein lineares Molekül RT sein sollte. Das Valenzkraftsystem, wozu wir durch unsere Rechnungen geführt sind, besitzt also nicht ganz die Eigenschaften, die man nach der organischen Chemie erwarten sollte für ein Valenzkraftsystem.

Um die Abweichung des Moleküls von einer geraden Linie zu erklären, kann man annehmen, daß außer den bisher angenommen Valenzkräften noch Anziehungen zwischen den Sauerstoffatomen vorhanden sind. Die Abweichung kann dann ein Resultat sein von der Konkurrenz zwischen dieser Anziehung und einer Baeyerschen Valenzrichtungsspannung. In diesem Falle ist es leider nicht möglich, die Form des Moleküls und die Koeffizienten der inneren Kräfte zu berechnen ohne neue willkürliche Annahmen über die Änderungen der Anziehungskraft zwischen den Sauerstoffatomen mit ihrem Abstand und über die Abhängigkeit der Valenzrichtungsspannung von der Beugung des Moleküls einzuführen. Je nachdem die Anziehungskraft oder die Valenzspannung sich mit der höchsten Potenz der Variablen ändert, wird das Molekül einem Valenzkraft- oder einem Zentralkraftmolekül am meisten ähnlich sein.

Zur Erklärung der gebeugten Form des Kohlendioxydmoleküls konnte man auch annehmen, daß die Beugung eine Zentrifugalwirkung der Rotation wäre. Wenn die Anfangssteifheit des Moleküls sehr klein wäre und nach einer gewissen Beugung des Moleküls sehr groß wurde, so würde man hierdurch die Beugung erklären können. Das Kohlendioxydmolekül würde dann mit einem System von zwei Stäbchen vergleichbar sein, die durch ein Universalgelenk verbunden wären, das nur eine gewisse bestimmte Winkelbeugung erlaubte. Es wird aber nach dieser Hypothese schwer zu verstehen sein, warum die Frequenzen der Atomschwingungen von der Rotation unabhängig sind.

7. Die Einwirkung der Rotation auf die ultraroten Banden des Kohlendioxydmoleküls. Wie früher gezeigt worden ist[1]), muß man im allgemeinen erwarten, daß eine Bande, die durch Atomschwingungen entstanden ist, auf Grund der Molekülrotation als Triplett erscheint und zwar soll sie aus zwei breiten diffusen Komponenten mit einer scharfen Linie in der

---

[1]) Nernst-Festschrift S. 90, Halle 1912.

Mitte bestehen. Speziell für zweiatomige Moleküle wird doch die Sachlage etwas einfacher. Da hier die Rotationsachse immer senkrecht auf der Schwingungsrichtung steht, so fällt die scharfe Linie in der Mitte weg[1]).

Diese Theorie für den Einfluß der Rotation ist in den letzten Jahren durch Arbeiten von Burmeister und Eva v. Bahr bestätigt worden. Nur in einer Beziehung ist eine gewisse Divergenz zwischen Theorie und Erfahrung vorhanden. Auch dreiatomige Stoffe wie Kohlendioxyd und Wasserdampf scheinen nach den vorliegenden Beobachtungen nicht die scharfe Linie in der Mitte zu besitzen, sondern scheinen sich ganz zu verhalten wie nach der Theorie zweiatomige Gase sich verhalten sollten. Man muß indessen hierzu erinnern, daß eine scharfe Linie in einem Absorptionsspektrum nur beobachtet werden kann, wenn man mit sehr kleiner Spaltbreite arbeitet. Sehr erwünscht zur Klärung der Verhältnisse wären neue Beobachtungen in den Emissionsspektren der genannten Gase; denn in den Emissionsspektren wird die mittlere Komponente sich geltend machen müssen, wenn sie auch noch so scharf wäre.

Wie es nun auch in bezug auf Einzelheiten sich verhält, so ist doch der Einfluß der Rotation auf die ultraroten Banden nach den Arbeiten von Burmeister und besonders Eva v. Bahr unzweifelhaft. Und es ist möglich, aus dieser Einwirkung wichtige Schlüsse zu ziehen.

---

[1]) W. C. Mandersloot (Diss. S. 51, Amsterdam 1914), der zuerst das Wegfallen der scharfen Linie zu erklären versucht hat, scheint zu meinen, daß nach seiner Erklärung die mittlere Komponente bei allen Molekülen wegfallen kann (vgl. S. 58 ff.). Die Betrachtungsweise von Mandersloot ist aber kaum erlaubt. Er löst die vorhandene Rotation in Rotationen um die Schwingungsachse und senkrecht zu dieser auf und betrachtet nur den Einfluß der letzteren Rotation. Man muß, wie ich früher gemacht habe, umgekehrt verfahren. Man zerlegt die Schwingung in zwei Komponenten, eine Schwingung parallel der Rotationsachse und eine senkrecht zur Rotationsachse. Die erste Komponente strahlt unverändert, und die zweite Komponente gibt Licht mit den Frequenzen $\nu_s \pm \nu_r$. Was die Note S. 51 (bzw. die These IV) von Mandersloot betrifft, ist folgendes zu bemerken. Ich habe nicht angenommen, daß die Schwingungsachse eine willkürliche Richtung im Molekül hat, sondern daß die Rotationsachse alle möglichen Richtungen im Molekül haben könnte. Nur bei linearen, also besonders zweiatomigen Molekülen ist die letzte Annahme nach unseren jetzigen Anschauungen nicht korrekt.

Im allgemeinen kann man nicht erwarten, daß der Einfluß der Rotation auf die drei Kohlendioxydbanden derselben Rotation entsprechen soll. Um einen Überblick über die Verhältnisse zu gewinnen, muß man sich zuerst klar machen, daß die Strahlung von einer harmonischen Molekülschwingung eine bestimmte Schwingungsachse besitzt, nämlich die Schwingungsrichtung desjenigen linearen Oszillators, der in gleicher Weise strahlt. Diese Schwingungsachse ist für die zwei symmetrischen Schwingungen des Kohlendioxyds die Symmetrieachse des Moleküls, und für die unsymmetrische Schwingung ist sie eine Linie senkrecht auf diese in der Ebene des Moleküls. Da die zwei symmetrischen Schwingungen dieselbe Achse besitzen, so müssen sie in gleicher Weise von der Rotation beeinflußt werden, während man von der unsymmetrischen Schwingung eine Sonderstellung erwarten muß. Wenn wir also genaue Beobachtungen über die Struktur der Banden besaßen, so würde es möglich sein zu bestimmen, welcher der drei Banden die unsymmetrische Schwingung entspreche, und man würde erfahren, ob die Moleküle am schnellsten um die Symmetrieachse oder um die Linie senkrecht zu dieser in der Molekülebene rotieren.

Man konnte im ersten Augenblick geneigt sein zu meinen, daß die Frage schon nach den vorliegenden Messungen beantwortet werden konnte. Denn während der Abstand der Komponenten bei den Doppelbanden 4,3 μ und 14,7 μ ungefähr dieselbe Rotationsfrequenz ergibt [$2{,}7 \cdot 10^{11}$, bzw. $2{,}4 \cdot 10^{11}$ [1])], so scheint die Struktur der Bande bei 2,7 μ eine wesentlich größere Rotationsfrequenz zu ergeben [etwa $17 \cdot 10^{11}$ [2])]. Diese Bande sollte also hiernach der unsymmetrischen Schwingung entsprechen, und das Molekül sollte um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse am schnellsten rotieren und das kleinste Trägheitsmoment besitzen. Wenn wir diese Forderungen mit unseren früheren vier Lösungen vergleichen, so finden wir, daß keine von diesen sie erfüllen. Nur in der dritten Lösung entspricht der Bande 2,7 μ die unsymmetrische Schwingung, und hier ist leider das Trägheitsmoment um die Symmetrieachse viel kleiner als dasjenige um die dazu senkrechte Achse.

---

[1]) Eva v. Bahr, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 728, 1913.
[2]) Eva v. Bahr, ebenda, S. 1156, 1913.

EVA V. BAHR[1]) meint nun auch konstatiert zu haben, daß die Doppelbande bei 2,7 μ nicht durch Rotation hervorgerufen worden ist, sondern von anderem, noch unbekanntem, Ursprung ist. Diese Bande ist nämlich von einem ganz anderen Typus als die gewöhnlichen Rotationsbanden. Jede der zwei Banden bei 2,7 μ ist wahrscheinlich eine Rotationsdoppelbande, und wenn ihnen eine kleine Rotationsgeschwindigkeit entspräche, so würden die Beobachtungen in Übereinstimmung mit Lösung 3 sein.

8. Zahlenwerte für die Amplituden der Schwingungen und für die Größe des Moleküls. Für die Berechtigung der vorangehenden Betrachtungen ist es von Wichtigkeit, daß die Amplituden der Schwingungen wirklich klein im Verhältnis zu der Größe des Moleküls sind.

Ich habe zuerst diese Tatsache für das Chlorwasserstoffmolekül konstatiert. Aus dem Wert der häufigsten Rotationsgeschwindigkeit des Chlorwasserstoffmoleküls kann man sein Trägheitsmoment J berechnen:

$$J = 0{,}54 \,.\, 10^{-39}\ ^{2)}.$$

Hieraus berechnet man den Abstand der Atomzentren l nach folgender Formel:

$$J = \frac{l^2}{N} \cdot \frac{\mathrm{Cl\,.\,H}}{\mathrm{HCl}}.$$

Für $N = 65 \,.\, 10^{22}$ erhält man:

$$l = 1{,}89 \,.\, 10^{-8}.$$

Dieser Wert ist von derselben Größenordnung wie die Werte, die nach der kinetischen Gastheorie für die Moleküldurchmesser ähnlicher Moleküle berechnet werden.

Um die Amplitude der Schwingungen zu berechnen, bestimmen wir zuerst die Festigkeit der Bindung zwischen den Atomen. Wir setzen die Kraft P, womit die Atome aufeinander wirken, wenn ihr Abstand um r geändert worden ist, gleich

$$P = kr.$$

Der Koeffizient k wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$k = (2\pi\nu)^2 \cdot \frac{\mathrm{Cl\,.\,H}}{\mathrm{HCl}} \cdot \frac{1}{N}. \qquad 1)$$

Wenn die Amplitude der Schwingungen a genannt wird, so gilt für die Schwingungsenergie (E_s):

$$E_s = {}^1\!/_2\, k a^2. \qquad 2)$$

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1157, 1913.

[2]) BJERRUM, Verh. d. D. Physik. Ges. **16**, 640—642, 1914.

Nach 1) und 2) wird dann:

$$a = \frac{1}{2\pi\nu} \cdot \sqrt{\frac{HCl}{H.Cl} \cdot 2 E_s . N.} \qquad 3)$$

Wenn wir die Schwingungsenergie gleich einem Quantum setzen, so wird

$$E_s = h\nu.$$

Und wenn wir weiter mit

$$h = 6{,}4 . 10^{-27} \quad \text{und} \quad N = 65 . 10^{22}$$

rechnen, so wird

$$a = 0{,}158 . 10^{-8}.$$

Die Amplitude der Schwingungen ist hiernach 8,3 Proz. von der Länge des Moleküls.

Wenn wir

$$E_s = \frac{RT}{N}$$

setzen, also die Schwingungsenergie den von der klassischen Theorie geforderten Mittelwert gibt, so findet man bei 18° C:

$$a = 0{,}041 . 10^{-8},$$

also eine Amplitude, die nur etwa 2 Proz. der Länge des Moleküls beträgt.

Auf ähnliche Weise ist es leicht, die Amplituden der Schwingungen der Kohlendioxydmoleküle zu berechnen, wenn man die Kraftkoeffizienten (die k-Werte) kennt.

Ich habe nur für die dritte Lösung diese Berechnungen durchgeführt, denn es genügt wohl, in einem Falle die Kleinheit der Amplituden gezeigt zu haben.

In der folgenden Tabelle sind die Daten der Berechnung gesammelt.

Schwingungsamplituden für CO_2. Dritte Lösung. Valenzkraftsystem. $\theta = 67{,}5^0$.

a) Die Schwingungsenergie ist gleich einem Quantum.

Bande bei	Ampl. des C-Atoms	Ampl. des O-Atoms
14,7 μ	$2{,}8 . 10^{-10}$	$1{,}84 . 10^{-10}$
4,3 μ	$5{,}8 . 10^{-10}$	$2{,}6 . 10^{-10}$
2,7 μ	$3{,}4 . 10^{-10}$	$1{,}36 . 10^{-10}$

b) Die Schwingungsenergie hat den für 18° klassischen Wert.

Bande bei	Ampl. des C-Atoms	Ampl. des O-Atoms
14,7 μ	$1{,}49 \cdot 10^{-10}$	$0{,}98 \cdot 10^{-10}$
4,3 μ	$1{,}66 \cdot 10^{-10}$	$0{,}75 \cdot 10^{-10}$
2,7 μ	$0{,}77 \cdot 10^{-10}$	$0{,}31 \cdot 10^{-10}$

Da die Dimensionen des Kohlendioxyds sicher größer als 10^{-8} sind, so erzählen die Zahlen der Tabelle uns, daß wir mit guter Annäherung die Schwingungen des Kohlendioxydmoleküls als infinitesimal betrachten können.

Ganz exakt ist es indessen nicht. Daher ist es auch natürlich, daß die Schwingungsfrequenzen von der Größe der Schwingungsenergie nicht vollständig unabhängig sind, daß also die ultraroten Schwingungsbanden sich mit der Temperatur etwas verschieben. Eine solche Verschiebung ist auch bei der Wasserdampfbande 6 μ und der Kohlendioxydbande 4,3 μ beobachtet [1]).

9. Die hier gegebenen Überlegungen sind recht unvollständig und haben nicht zu sicheren Resultaten geführt. Ich glaube aber doch, daß sie nicht ohne Interesse sind, indem sie einen Weg angeben, auf welchem wir untersuchen können, wieweit wir mit unseren gewohnten mechanischen Vorstellungen kommen können. Wenn neue, vollständigere Untersuchungen von ultraroten Spektren sich nicht mit Überlegungen wie den hier gegebenen sollten vereinigen lassen, so darf man wohl hierin ein Zeichen dafür sehen, daß wir auch für die Strahlung der Atomschwingungen und der Molekülrotationen auf ähnliche revolutionäre Anschauungen zurückgreifen müssen, wie sie N. Bohr [2]) in neuerer Zeit für die Elektronenstrahlung entwickelt hat.

Über die Ausführung der Berechnungen.

10. **Berechnung der infinitesimalen Schwingungen eines Kohlendioxydmoleküls bei Annahme von Zentralkräften** (vgl. 3 und 4). Die Schwingungen sind berechnet mittels der Lagrangeschen Bewegungsgleichungen:

$$\frac{\partial (T-U)}{\partial r_i} = \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial r_i'}, \quad i = 1, 2, 3, \qquad 1)$$

[1]) Paschen, Wied. Ann. **53**, 336, 1894; vgl. Mandersloot, Diss., S. 64. Amsterdam 1914.

[2]) Phil. Mag. (6) **26**, 1, 476, 857, 1913; **27**, 506, 1914.

in welchen T die kinetische Energie und U die potentielle Energie bedeutet. Man findet zuerst Ausdrücke für U und T:

$$U = \tfrac{1}{2} k_1 r_1^2 + \tfrac{1}{2} k_2 . r_2^2 + \tfrac{1}{2} k_2 r_3^2 \qquad 2)$$

und

$$T = \frac{1}{2N} \left[A r_1'^2 + B r_2'^2 + B r_3'^2 + 2 D r_2' r_3' + 2 E r_1' r_3' + 2 E r_1' r_2' \right] \qquad 3)$$

In 3) ist N die AVOGADROsche Konstante und die Koeffizienten A, B, D, E haben die folgenden Werte:

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{m_2}{2} + \frac{m_1 m_2}{2M} \cdot \operatorname{tg}^2\theta, \qquad B = \frac{m_1 m_2}{2M\cos^2\theta} \cdot \frac{M + m_1\cos^2\theta}{M - 2m_2\cos^2\theta} \\ D &= \frac{m_1 m_2}{2M\cos^2\theta} \cdot \frac{M\sin^2\theta - 2m_2\cos^2\theta}{M - 2m_2\cos^2\theta}, \qquad E = -\frac{m_1 m_2}{2M} \cdot \frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} \\ m_1 &= 12, \qquad m_2 = 16, \qquad M = m_1 + 2m_2 = 44 \end{aligned}\right\} \qquad 4)$$

Nach Einführung der Ausdrücke für T und U erhalten die LAGRANGEschen Gleichungen die folgende Form:

$$\left.\begin{aligned} A\frac{d^2 r_1}{dt^2} + E\frac{d^2 r_2}{dt^2} + E\frac{d^2 r_3}{dt^2} + N k_1 r_1 = 0 \\ E\frac{d^2 r_1}{dt^2} + B\frac{d^2 r_2}{dt^2} + D\frac{d^2 r_3}{dt^2} + N k_2 r_2 = 0 \\ E\frac{d^2 r_1}{dt^2} + D\frac{d^2 r_2}{dt^2} + B\frac{d^2 r_3}{dt^2} + N k_2 r_3 = 0 \end{aligned}\right\} \qquad 5)$$

Die Lösungen dieser Gleichungen haben die folgende Form:

$$\left.\begin{aligned} r_1 = a_1 \sin\left(t \cdot \frac{2\pi}{T} + \alpha\right) \\ r_2 = a_2 \sin\left(t \cdot \frac{2\pi}{T} + \alpha\right) \\ r_3 = a_3 \sin\left(t \cdot \frac{2\pi}{T} + \alpha\right) \end{aligned}\right\} \qquad 6)$$

T, die Schwingungszeit, und a_1, a_2, a_3 die Amplituden, müssen die folgenden drei Gleichungen zufriedenstellen:

$$\left.\begin{aligned} \left(A - \frac{Nk_1}{4\pi^2} T^2\right) a_1 + E a_2 + E a_3 = 0 \\ E a_1 + \left(B - \frac{Nk_2}{4\pi^2} \cdot T^2\right) a_2 + D a_3 = 0 \\ E a_1 + D a_2 + \left(B - \frac{Nk_2}{4\pi^2} T^2\right) a_3 = 0 \end{aligned}\right\} \qquad 7)$$

Wenn wir einführen

$$\frac{N}{4\pi^2} \cdot T^2 = x, \tag{8}$$

und weiter a_1, a_2 und a_3 eliminieren, so erhalten wir:

$$\begin{vmatrix} A - k_1 x & E & E \\ E & B - k_2 x & D \\ E & D & B - k_2 x \end{vmatrix} = 0 \tag{9}$$

Diese Gleichung 9) kann in folgender Weise umgeformt werden:

$$[k_2 x - (B - D)].$$
$$[x^2 k_1 k_2 - x(k_1(B+D) + k_2 A) + (B+D)A - 2E^2] = 0. \tag{9a}$$

Wenn λ_1, λ_2 und λ_3 die Wellenlängen der Kohlendioxydbanden sind, so müssen die folgenden Werte von x diese Gleichung zufriedenstellen:

$$\lambda_1^2 \cdot \frac{N}{4\pi^2 c^2}, \quad \lambda_2^2 \cdot \frac{N}{4\pi^2 c^2}, \quad \lambda_3^2 \cdot \frac{N}{4\pi^2 c^2}. \tag{10}$$

In diesen Ausdrücken bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit. Die Zahlenwerte von diesen drei Ausdrücken wollen wir mit α_1, α_2, α_3 bezeichnen.

Da α_1, α_2 und α_3 die Wurzeln der Gleichung 9a) sein sollen, so müssen folgende drei Gleichungen gelten:

$$\left.\begin{aligned} k_2 \alpha_1 &= B - D \\ k_1 k_2 \alpha_2 \alpha_3 &= (B+D)A - 2E^2 \\ k_1 k_2 (\alpha_2 + \alpha_3) &= k_1(B+D) + k_2 A \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Man muß doch hierbei erinnern, daß es genügt, wenn ein ähnlicher Satz Gleichungen mit permutierten α-Indizes erfüllt ist.

Durch Einsetzen der Werte von A, B, D, E erhält man aus 11):

$$\left.\begin{aligned} k_2 \alpha_1 = \frac{m_1 m_2}{M - 2 m_2 \cos^2\theta}; \quad k_1 k_2 \cdot \alpha_2 \alpha_3 = \frac{m_1 m_2^2}{2 M \cos^2\theta}; \\ k_1 k_2 (\alpha_2 + \alpha_3) = k_2 \frac{m_2}{2M} \cdot \frac{m_1 + 2 m_2 \cos^2\theta}{\cos^2\theta} + k_1 \cdot \frac{m_1 m_2}{M \cos^2\theta} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Aus 12) kann man k_1, k_2 und $\cos^2\theta$ bestimmen. Wenn man k_1 und k_2 eliminiert, erhält man eine Gleichung vom zweiten Grade in $\cos^2\theta$. Danach tauscht man α_1 mit α_2 bzw. mit α_3 um und löst auch diese Gleichungen. Im ganzen sollte man also sechs Werte von $\cos^2\theta$ erwarten. Die vier von diesen entsprechen aber immaginären Werten von θ, und man erhält daher nur zwei brauchbare Lösungen.

*

Nachdem man k_1, k_2 und θ berechnet hat, bestimmt man die Amplituden a_1, a_2, a_3 nach den Gleichungen 7).

Für die Wurzel (α_1), die gleich $\frac{B-D}{k_2}$ gesetzt wurde [Gl. 11)], erhält man:

$$a_1 = 0, \qquad a_2 = -a_3. \tag{13)}$$

Und für die zwei anderen Wurzeln (α_2 und α_3) erhält man:

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{a_3}{a_1} = -\frac{E}{B+D-k_2\alpha} = -\frac{A-k_1\alpha}{2E}. \tag{14)}$$

Und endlich kann man aus den Änderungen der Atomabstände (a_1, a_2, a_3) die Schwingungen der einzelnen Atome nach den folgenden Gleichungen berechnen.

Wenn

$$a_1 = 0 \quad \text{und} \quad a_2 = -a_3$$

ist, so schwingt der Kohlenstoff senkrecht zur Symmetrieachse, und die Sauerstoffatome schwingen in den Schenkeln des Dreiecks. Zur Charakterisierung der Schwingung genügt daher die Kenntnis einer Größe p, die in folgender Weise definiert ist:

$$p = \frac{\text{Amplitude der } O\text{-Atome}}{\text{Amplitude der } C\text{-Atome}}.$$

Diese Größe p kann man nach der Gleichung

$$p = \frac{12}{32} \cdot \frac{1}{\sin\theta} \tag{15)}$$

berechnen.

Für die anderen Schwingungen, wo $a_2 = a_3$, hat man zur Bestimmung von φ, der Winkel zwischen Basis und Schwingungsrichtung der Sauerstoffatome:

$$tg\,\varphi = \frac{12}{44} \cdot \frac{2 \cdot \frac{a_2}{a_1} - \sin\theta}{\cos\theta}. \tag{16)}$$

Und p ist gegeben durch:

$$p = \frac{12}{32} \cdot \frac{1}{\sin\varphi}. \tag{17)}$$

11. **Berechnung der infinitesimalen Schwingungen eines Kohlendioxydmoleküls bei Annahme von Valenzkräften** (vgl. 5). In diesem Falle ist der Ausdruck für T, die kinetische Energie, unverändert gleich (2). U, die potentielle Energie, ist dagegen gegeben durch:

$$U = {}^1/_2\, k_2 r_2^2 + {}^1/_2\, k_2 r_3^2 + {}^1/_2\, k_\theta\, l^2 d\theta^2. \tag{18)}$$

Durch Transformation, Einführung von ν_3 statt $d\theta$, erhalten wir:

$$U = {}^1/_2 k_1 r_1^2 + {}^1/_2 (k_2 + k_1 \sin^2\theta) r_2^2 + {}^1/_2 (k_2 + k_1 \sin^2\theta) r_3^2 \quad 19)$$

$$+ k_1 \sin^2\theta\, r_2 r_3 - k_1 \sin\theta\, r_1 r_3 - k_1 \sin\theta\, r_1 r_2. \quad 20)$$

Hier ist auch $k_1 = \frac{k_\theta}{4\cos^2\theta}$ eingeführt.

Wenn wir wie bei Zentralkräften die LAGRANGEschen Gleichungen integrieren, so erhalten wir zur Bestimmung von x statt 9a) die folgende Gleichung:

$$\left.\begin{array}{l}[k_2 x - (B-D)]\,[k_1 . k_2 \chi^2 - (k_1(B+D) + A(k_2 + 2k_1 \sin^2\theta) \\ \qquad + 4Ek_1 \sin\theta) x + A(B+D) - 2E^2] = 0\end{array}\right\} \quad 21)$$

Und wenn $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ wieder die in 10) gegebenen Ausdrücke bezeichnen, so erhalten wir zur Bestimmung von k_1, k_2 und θ die drei folgenden Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{l} k_2\alpha_1 = B - D, \qquad k_1 k_2 . \alpha_2\alpha_3 = A(B+D) - 2E^2 \\ k_1 k_2(\alpha_2 + \alpha_3) = (B + D + 2A\sin^2\theta + 4E\sin\theta)k_1 + Ak_2 \end{array}\right\} \quad 22)$$

bzw. die entsprechenden mit umgetauschten α-Werten.

Nach Einsetzung der Zahlenwerte für A, B, D, E erhält man:

$$\left.\begin{array}{l} k_2\alpha_1 = \frac{48}{11 - 8\cos^2\theta}, \qquad k_1 k_1 \alpha_2\alpha_3 = \frac{384}{11} \cdot \frac{1}{\cos^2\theta}, \\ k_1 k_2(\alpha_2 + \alpha_3) = k_2 \cdot \frac{8}{11} \cdot \frac{3 + 8\cos^2\theta}{\cos^2\theta} + k_1 \cdot \frac{16}{11}(11 - 8\cos^2\theta). \end{array}\right\} \quad 23)$$

Und nach Elimination von k_1 und k_2 erhält man endlich zur Bestimmung von $\cos^2\theta$:

$$\frac{\alpha_2\alpha_3}{\alpha_1} \cdot \frac{3 + 8\cos^2\theta}{11 - 8\cos^2\theta} + \alpha_1 \frac{(11 - 8\cos^2\theta)^2}{33} = \alpha_2 + \alpha_3. \quad 24)$$

Nachdem man $\cos^2\theta$ gefunden hat, gibt 23) leicht k_1 und k_2 und dann 20) k_θ.

Die Berechnung der Verhältnisse von a_1, a_2 und a_3 zueinander geschieht folgendermaßen. Für die Wurzel (α_1), die gleich $\frac{B-D}{k_2}$ gesetzt ist, wird ebenso wie früher:

$$a_1 = 0, \quad a_2 = -a_3. \quad 25)$$

Und für die beiden anderen (α_2 und α_3) gilt:

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{a_3}{a_1} = -\frac{A - k_1\alpha}{2(E + k_1\alpha\sin\theta)} = -\frac{E + k_1\sin\theta}{B + D - 2\alpha k_1 \sin^2\theta - \alpha k_2}. \quad 26)$$

Die Berechnung der Schwingungen der einzelnen Atome aus den Verhältnissen der a_1, a_2 und a_3 zueinander geschieht ganz wie bei Zentralkräften.

Chem. Laboratorium der Universität Kopenhagen, Juli 1914.

Nochmals Sagnac-Effekt und Äther;
von Hans Witte.

(Eingegangen am 24. Juli 1914.)

Zwei Ende 1913 erschienene Arbeiten von Herrn SAGNAC[1]) veranlaßten mich Anfang 1914 zu einer Ergänzung in diesen Verhandlungen[2]).

Herr SAGNAC hatte einen Interferenzversuch zwecks Entscheidung der Alternative: Äther oder Relativitätsprinzip? angegeben und ausgeführt; ich stellte fest, daß der „Sagnac-Effekt" diese Alternative nicht entscheidet.

Nach später mir gewordenen Mitteilungen kann ich folgendes hinzufügen:

1. Einen verwandten Interferenzversuch hat bereits im Jahre 1904 Herr MICHELSON[3]) angegeben. Gemeinsam ist dem (nicht ausgeführten) Michelson-Versuch von 1904 und dem Sagnac-Versuch von 1913 der Grundgedanke, in einem rotierenden Kreise einen Lichtstrahl zu teilen und den einen Teil links, den anderen rechts herum laufen zu lassen. Der Unterschied besteht im wesentlichen nur darin, daß Herr SAGNAC einen relativ zur Erde rotierenden Kreis verwendet, während Herr MICHELSON einen relativ zur Erde ruhenden Kreis nehmen, also die Eigenrotation der Erde benutzen wollte.

2. Im Jahre 1911 hat Herr LAUE[4]) festgestellt, daß dieser zu erwartende Michelson-Effekt die Entscheidung zwischen Äthertheorie und Relativitätsprinzip nicht zu bringen vermag.

---

[1]) G. SAGNAC, L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther, C. R. **157**, 708, 27. Oktober 1913; Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux, ebenda S. 1410, 22. Dezember 1913.

[2]) H. WITTE, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 142, 1914.

[3]) A. A. MICHELSON, Phil. Mag. (6) **8**, 716, 1904.

[4]) M. LAUE, Über einen Versuch zur Optik der bewegten Körper. Sitzungsberichte d. Königl. Bayr. Akad. d. Wiss., math.-phys. Klasse, 1911, S. 405.

Infolgedessen enthielten die Ausführungen von Herrn LAUE im wesentlichen bereits die Widerlegung der Grundtendenz des zwei Jahre später angestellten Sagnac-Versuches[1]).

Sagnac-Effekt und Emissionstheorie; von Hans Witte.

(Eingegangen am 24. Juli 1914.)

In meinem vorstehend erwähnten Aufsatze[2]) hatte ich noch die Emissionstheorie herangezogen und die Ansicht ausgesprochen: der Sagnac-Effekt läßt sich als experimentum crucis gegen die Emissionstheorie deuten.

Inzwischen ist mir die Frage vorgelegt worden: Es handelt sich um einen Rotationsvorgang; die reine Emissionstheorie steht auf dem Boden der Mechanik; in der Mechanik ergeben rotierende Systeme gegenüber Inertialsystemen durchweg Abweichungen, müßte nicht gerade auch bei der Emissionstheorie der Sagnac-Effekt verlangt werden?

Die Frage läßt sich am anschaulichsten für den idealen Grenzfall beantworten, daß die beiden Lichtstrahlhälften tangentiell von O abgehen, also die Umlaufpolygone mit dem Kreise identisch werden (Fig. 1). Die Sache liegt dann so: Von O aus bewegen sich zwei materielle Punkte mit gleicher Anfangsgeschwindigkeit relativ zu O zwangläufig auf dem Kreisrand, der eine links, der andere rechts herum. Da die zwangläufige Bahnkurve auf den Scheinkräften senkrecht steht, ergibt sich ohne weiteres, daß Umlaufszeit und Treffpunkt (O) dieselben bleiben, einerlei ob das System ruht oder rotiert. Man kann auch sagen: Betrachtet man das rotierende System vom Ruhsystem aus, so

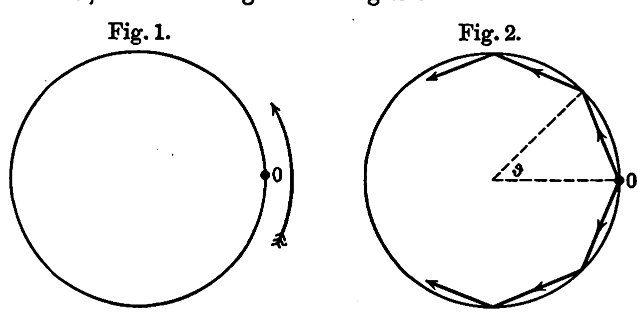
---

[1]) Herrn SOMMERFELD (welcher seinerzeit die LAUE sche Arbeit der Münchener Akademie vorgelegt hatte) bin ich für freundlichen Hinweis, sowie Herrn v. LAUE für die Zugänglichmachung seiner Arbeit zu Danke verpflichtet.

[2]) Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 142, 1914.

erfährt der mit der Rotation gleichsinnig laufende Lichtstrahl eine Wegverlängerung entsprechend dem Faktor $\left(1 + \frac{v}{c}\right)$, aber auch eine Geschwindigkeitsvermehrung entsprechend demselben Faktor $\left(1 + \frac{v}{c}\right)$, das hebt sich auf; ebenso bei dem entgegengesetzt laufenden Strahl $\left(1 - \frac{v}{c}\right)$; v ist dabei die Umlaufsgeschwindigkeit von O, c die Lichtgeschwindigkeit.

Fig. 1. Fig. 2.



Bei endlicher Eckenzahl (Fig. 2) ergibt sich in erster Annäherung Wegverlängerung und Geschwindigkeitsänderung gemäß dem Faktor $\left(1 \pm \frac{v}{c} \cdot \cos \frac{\vartheta}{2}\right)$. An den Reflexionspunkten wird in bekannter Weise Erhaltung der Geschwindigkeit angenommen, weil sich die Spiegel in ihrer Ebene bewegen. Vorausgesetzt wird dabei allerdings, daß der Reflexionsvorgang als solcher keinen störenden Einfluß von beobachtbarer Größenordnung ausübt.

Braunschweig, Technische Hochschule.

Bestimmung von Ausdehnungskoeffizienten bei tiefen Temperaturen;

von S. Valentiner und J. Wallot.

(Eingegangen am 23. Juli 1914.)

Wie Grüneisen zuerst fand und später auch von Debye gezeigt wurde, muß der Ausdehnungskoeffizient α der festen Körper der spezifischen Wärme c_v proportional sein. Um neues Material zur Prüfung der in Annäherung schon mehrfach bestätigten Theorie zu liefern, haben wir die Ausdehnungskoeffizienten einiger Stoffe nach der Fizeauschen Methode bei einer Reihe von Temperaturen, zwischen Zimmertemperatur und der Temperatur der flüssigen Luft, gemessen. Wir teilen hier in Kürze nur die Beobachtungsresultate und die Ergebnisse des Vergleichs zwischen Theorie und Erfahrung mit und verweisen bezüglich der experimentellen Einzelheiten auf eine ausführliche spätere Veröffentlichung.

Quarzglas.

Da unsere von der Firma Carl Zeiss in Jena bezogene Interferenzanordnung aus Quarzglas bestand, mußten wir den Ausdehnungskoeffizienten des zugehörigen Quarzglasringes möglichst genau bei allen Temperaturen kennen. Zwischen Zimmertemperatur und der Temperatur der flüssigen Luft läßt er sich nach unseren Messungen recht gut durch die Parabel (l = Länge bei t^0 C, l_0 = Länge bei 0^0 C):

$$l = l_0\,(1 + 0{,}4568 \,.\, 10^{-6}\,t + 0{,}003031 \,.\, 10^{-6}\,t^2)$$

darstellen, wie die folgende Tabelle 1 zeigt:

In Tab. 2 ist unsere Formel mit Versuchsergebnissen von Scheel und Heuse [1]) verglichen, die einen ebenfalls von Zeiss gelieferten Quarzglaszylinder benutzt haben. Die Parabelgleichung stimmt für tiefe Temperaturen (sogar extrapoliert für die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs) eher noch besser mit den

---

[1]) K. Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 718, 1907; K. Scheel u. W. Heuse, ebenda 16, 1, 1914.

Tabelle 1.

Temperatur t	$\frac{l-l_0}{l_0}$ in $\frac{\mu}{m}$		Differenz
	beobachtet	berechnet	beob. — ber.
16,5	+ 9,8	+ 8,4	+1,4
15,9	+ 7,9	+ 8,0	—0,1
15,6	+ 7,9	+ 7,8	+0,1
— 6,1	— 3,5	— 2,7	—0,8
— 25,4	— 9,8	— 9,7	—0,1
— 45,2	—13,6	—14,5	+0,9
— 63,6	—17,1	—16,8	—0,3
— 80,5	—16,4	—17,2	+0,8
—102,6	—14,6	—15,0	+0,4
—127,8	—10,1	— 8,9	—1,2
—158,0	+ 2,5	+ 3,5	—1,0
—187,0	+21,8	+20,6	+1,2
—188,2	+21,8	+21,4	+0,4

Beobachtungen, als die von SCHEEL und HEUSE berechnete Gleichung dritten Grades; für +100° versagt sie allerdings, wie vorauszusehen, schon vollständig.

Tabelle 2.

Intervall	$(l_2-l_1)/l_0$ in μ/m	
	beob. SCHEEL u. HEUSE	ber. Parabel
—253 bis + 16	—71	—70,4
—190 „ + 16	—14,9	—14,7
— 78 „ + 16	+24,2	+25,2
+ 16 „ +100	+43,9	+68,0

Das Minimum der Länge hat unser Quarzring bei — 75,4°, bei dieser Temperatur ist die Länge um 17,2 $\frac{\mu}{m}$ kleiner als bei 0° C.

Invar, Platin, Iridium, Rhodium, Silicium, Flußspat, Pyrit.

Alle anderen von uns untersuchten Stoffe hatten die Form kleiner Zylinder von etwa 8 bis 9 mm Durchmesser und 6 mm Höhe.

Da die einzelnen in den Tabellen angegebenen Ausdehnungskoeffizienten α, je nach der Größe der zu ihrer Berechnung benutzten Längenänderung, verschieden genau sind, haben wir

jedesmal unter „Δ" angegeben, um wieviel sich α ändern würde, wenn die entsprechende Längenänderung um 5/100 halbe Wellenlängen der roten Wasserstofflinie größer wäre.

Tab. 3. Invar. (Von der Société Genevoise.)

Temperatur-Intervall	— 17 bis + 21	— 54 bis + 18	— 64 bis + 22	— 43 bis — 17	— 54 bis — 29	— 126 bis + 22	— 64 bis — 43	— 191 bis + 18	— 191 bis — 126
Mittlere Temperatur in °C. .	2	— 18	— 21	— 30	— 42	— 52	— 54	— 86	— 158
$\alpha \cdot 10^8$.	44	57	45	35	62	81	59	98	136
Δ.	7	4	4	11	11	2	13	1	5

Bei Invar traten häufig, ohne erkennbaren Grund, unregelmäßige Längenänderungen auf[1]). Um uns davon wenigstens einigermaßen frei zu machen, haben wir den Ausdehnungskoeffizienten nur aus solchen Werten berechnet, bei denen die Interferenzstreifen denselben Abstand behalten hatten.

Die Tabelle zeigt ein deutliches Anwachsen des Ausdehnungskoeffizienten bei tiefen Temperaturen.

Tab. 4. Platin. (Von W. C. Heraeus in Hanau.)

Intervall	Mittl. abs. Temperatur T	$\alpha \cdot 10^8$	Δ
— 0,6 bis + 21,5	283,6	885	12
— 11,3 „ — 0,6	267,2	874	26
— 40,7 „ — 11,3	247,1	857	9
— 53,8 „ — 40,7	225,9	842	21
— 58,0 „ — 53,8	217,2	828	64
— 106,3 „ — 58,0	190,9	816	6
— 161,4 „ — 106,3	139,2	757	5
— 192,3 „ — 161,4	96,2	666	9

In der folgenden Tabelle sind unsere Resultate an Platin mit denen von Scheel und Heuse[2]) verglichen:

---

[1]) Vgl. Ch. Éd. Guillaume, Les Aciers au Nickel et leurs Applications à l'Horlogerie. Paris 1912.

[2]) K. Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 3, 1907; K. Scheel u. W. Heuse, ebenda 9, 449, 1907.

Tabelle 5.

Intervall	$(l_2 - l_1)/l_0$ in μ/m			
	beob. mit dem FIZEAUschen Apparat			beob. mit dem Komparator
	VALENTINER u. WALLOT	SCHEEL	SCHEEL u. HEUSE	SCHEEL u. HEUSE
— 190 bis + 16	1642	1642	—	—
— 183 „ + 16	1599	1594	1603	1610
— 70 „ + 16	802	—	—	809

Tab. 6. Iridium. (Von W. C. HERAEUS in Hanau.)

Intervall	Mittl. abs. Temperatur T	$\alpha . 10^8$	Δ
+ 0,6 bis + 19,2	283,0	672	15
— 13,2 „ + 0,6	266,8	638	20
— 33,3 „ + 19,7	266,3	640	5
— 55,0 „ — 33,3	229,0	619	13
— 72,8 „ — 55,0	209,2	585	16
— 158,0 „ — 123,6	132,3	522	8
— 192,2 „ — 158,0	98,0	443	8

Iridium zeigte ähnliche Unregelmäßigkeiten wie Invar; auch bei ihm wurden daher nur Werte aufeinander bezogen, bei denen der Streifenabstand ungeändert geblieben war.

Tab. 7. Rhodium. (Von W. C. HERAEUS in Hanau.)

Intervall	Mittl. abs. Temperatur T	$\alpha . 10^8$	Δ
+ 6,0 bis + 21,1	286,7	876	18
+ 0,5 „ + 6,0	276,4	796	50
— 14,0 „ + 0,5	266,4	840	19
— 37,8 „ — 14,0	247,2	782	12
— 56,3 „ — 37,8	226,0	770	15
— 75,3 „ — 56,3	207,3	761	15
— 112,2 „ — 75,3	179,4	746	8
— 161,9 „ — 112,2	136,1	632	6
— 192,1 „ — 161,9	96,1	485	9

Tab. 8. Silicium. [Von SIEMENS u. HALSKE[1]), Berlin.]

Intervall	Mittl. abs. Temperatur T	$\alpha \cdot 18^8$	Δ
— 2,7 bis + 17,6	280,6	249	14
— 29,7 „ — 2,7	256,9	230	10
— 47,2 „ — 29,7	234,7	186	16
— 67,1 „ — 47,2	216,0	182	14
— 74,6 „ — 67,1	202,2	182	37
— 93,0 „ — 74,6	189,3	122	15
— 122,3 „ — 93,0	165,5	73	10
— 154,7 „ — 122,3	134,6	28	9
— 190,9 „ — 154,7	100,3	— 22	8

Den Vorzeichenwechsel von α, zwischen — 138° und — 173° können wir nicht durch Versuchsfehler erklären.

Tab. 9. Flußspat.

Intervall	Mittl. abs. Temperatur T	$\alpha \cdot 10^8$	Δ
— 6,2 bis + 17,2	278,6	1853	13
— 28,9 „ — 6,2	255,6	1758	13
— 54,6 „ — 28,9	231,4	1678	12
— 72,0 „ — 54,6	209,8	1604	17
— 100,5 „ — 72,0	186,9	1465	10
— 131,0 „ — 100,5	157,3	1302	10
— 165,4 „ — 131,0	124,9	1026	9
— 192,0 „ — 165,4	94,4	717	11

Tab. 10. Pyrit.

Intervall	Mittl. abs. Temperatur T	$\alpha \cdot 10^8$	Δ
— 25,2 bis + 18,5	269,7	843	6
— 46,2 „ — 25,2	237,4	773	13
— 70,5 „ — 46,2	214,8	709	11
— 131,9 „ — 104,3	155,0	516	10
— 154,9 „ — 131,9	129,7	392	12
— 175,2 „ — 154,9	108,0	295	14

[1]) Wir verdanken das äußerst sorgfältig gereinigte, im Vakuum zusammengeschmolzene Stück Herrn Dr. WILKE-DÖRFURT im physikalisch-chemischen Laboratorium der Firma SIEMENS u. HALSKE.

Tabelle 11.

T	Platin $\alpha . 10^8$	Platin $\beta\nu$	Platin $\alpha . 10^8$ ber. mit $\beta\nu = 268$, $\alpha_\infty = 918$	Platin Abw.	Iridium $\alpha . 10^8$	Iridium $\beta\nu$	Iridium $\alpha . 10^8$ ber. mit $\beta\nu = 325$, $\alpha_\infty = 697$	Iridium Abw.	Rhodium $\alpha . 10^8$	Rhodium $\beta\nu$	Rhodium $\alpha . 10^8$ ber. mit $\beta\nu = 373$, $\alpha_\infty = 910$	Rhodium Abw.
300	889	380	881	− 9	668	480	657	− 11	855	482	840	− 15
250	860	314	868	+ 8	633	388	640	+ 7	810	374	819	+ 9
200	825	266	840	+ 15	593	302	610	+ 17	763	364	767	+ 4
150	772	224	787	+ 15	544	286	556	+ 12	678	380	680	+ 2
100	675		655	− 20	448		436	− 12	499		503	+ 4

T	Silicium $\alpha . 10^8$	Silicium $\beta\nu$	Silicium $\alpha . 10^8$ ber. mit $\beta\nu = 1479$, $\alpha_\infty = 700$	Silicium Abw.	Flußspat $\alpha . 10^8$	Flußspat $\beta\nu$	Flußspat $\alpha . 10^8$ ber. mit $\beta\nu = 539$, $\alpha_\infty = 2200$	Flußspat Abw.	Pyrit $\alpha . 10^8$	Pyrit $\beta\nu$	Pyrit $\alpha . 10^8$ ber. mit $\beta\nu = 694$, $\alpha_\infty = 1135$	Pyrit Abw.
300	272	1172	278	+ 6	1910	644	1880	− 30	?	—	—	—
250	218	1424	211	− 7	1746	570	1760	+ 14	800	722	792	− 8
200	145	1840	135	− 10	1542	532	1560	+ 18	668	678	673	+ 5
150	54	—	64	+ 10	1250	516	1265	+ 15	494	682	492	− 2
100	− 22		—	—	774		767	− 7	255		253	− 2

Pyrit zeigte ähnliche Unregelmäßigkeiten wie Invar und Iridium.

Zum Vergleich mit der Theorie haben wir die Temperaturabhängigkeit der Ausdehnungskoeffizienten (mit Ausnahme derer von Quarz und Invar) durch die Formel darzustellen versucht:

$$\alpha = \alpha_\infty \cdot \frac{\varphi\left(\frac{\beta\nu}{T}\right)}{5{,}955},$$

wenn φ der NERNST-LINDEMANNsche Ausdruck für die Atomwärme c_v eines Körpers mit der Schwingungszahl ν bei der Temperatur T und α_∞ der Ausdehnungskoeffizient bei sehr hohen Temperaturen ist ($\beta = 4{,}786 \,.\, 10^{-11}$). Um ν zu finden, haben wir zunächst in einem Diagramm mit $\beta\nu$ als Abszisse und $\lg\varphi$ als Ordinate, unter Benutzung der Tabellen von POLLITZER[1]) die Isothermen $T = 100^0, 150^0, 200^0, 250^0, 300^0$ der Funktion $\varphi\left(\frac{\beta\nu}{T}\right)$ gezeichnet. Dann haben wir die Differenz der Logarithmen der Ausdehnungskoeffizienten gebildet, die zu zwei aufeinander folgenden Werten dieser Temperaturen T gehören, und diejenigen Werte $\beta\nu$ aufgesucht, für welche der Abstand der zugehörigen Isothermen gleich dieser Differenz war. Die Ausdehnungskoeffizienten wurden dabei einer graphisch ausgeglichenen Kurve entnommen. Die so gefundenen $\beta\nu$-Werte sind in der Tab. 11, die unsere Ergebnisse enthält, mitgeteilt.

Aus den drei für das Intervall von 100 bis 250^0 erhaltenen $\beta\nu$-Werten haben wir nun das Mittel genommen und hieraus umgekehrt die Ausdehnungskoeffizienten α mit obiger Beziehung berechnet, wobei α_∞ so ausprobiert wurde, daß sich die berechneten Werte den beobachteten möglichst genau anschlossen[2]).

In Tab. 12 sind die von uns gefundenen Werte $\beta\nu$ verglichen mit den Zahlen anderer Beobachter.

[1]) F. POLLITZER, Sammlung chem. u. chem.-techn. Vortr. **17**, 333, 1912; Tab. VII.

[2]) In manchen Fällen kommt man vielleicht rascher zum Ziel, wenn man für die einzelnen beobachteten α je eine Kurve in einem Diagramm zeichnet, in welchem $\beta\nu$ Abszisse, $\alpha \cdot \frac{5{,}955}{\varphi\left(\frac{\beta\nu}{T}\right)}$ Ordinate ist. Die Schnittpunkte dieser Kurven geben dann $\beta\nu$ und α_∞.

Tabelle 12.

Stoff	Platin	Iridium	Rhodium	Silicium	Flußspat	Pyrit
$\beta\nu$ bisher beobachtet . .	225–260[1])	260–280[1])	—	510–700[1])	474[2])	645[2])
$\beta\nu$ von uns bestimmt . .	268	325	373	1479	539	694

Unsere Beobachtungen stimmen also mit der Theorie meist leidlich, teilweise sogar recht gut überein. Doch scheinen die Abweichungen systematisch zu sein; außerdem finden wir durchweg größere ν als die anderen Beobachter. Besonders auffallend sind die Abweichungen beim Silicium.

Wir haben die von uns beobachtete Temperaturabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten bei Flußspat und Pyrit auch mit der Formel von THIRRING[3]) verglichen; auch hierbei zeigten sich schwache systematische Abweichungen.

Wir sind damit beschäftigt, die thermische Ausdehnung noch einiger anderer Substanzen, darunter Steinsalz, Sylvin und Beryllium, bei tiefen Temperaturen zu untersuchen.

Clausthal i. H., Physik. Institut d. Bergakademie, im Juli 1914.

[1]) Nach C. E. BLOM, Ann. d. Phys. **42**, 1397, 1913.
[2]) A. EUCKEN u. F. SCHWERS, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 578, 1913.
[3]) H. THIRRING, Phys. ZS. **15**, 180, 1914.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. **30. August 1914.** **Nr. 16.**

Über die Zahl der an der Emission von Spektrallinien beteiligten Atome[1];

von Rudolf Ladenburg.

(Eingegangen am 27. Juli 1914.)

§ 1. Die übliche Dispersionstheorie liefert die Möglichkeit, aus Beobachtungen der anomalen Dispersion oder der entsprechenden magnetischen Drehung der Polarisationsebene in der Umgebung eines isolierten Absorptionsstreifens die Zahl der beteiligten Elektronen zu bestimmen[2]. Nach dieser Methode sind mehrfach die betreffenden Werte an den leuchtenden und nicht leuchtenden Alkalidämpfen[3] und am leuchtenden Wasserstoff[4] berechnet worden. Die so gewonnenen Zahlen sind meist so klein, daß auf den Wellenlängenkubus nur wenige Elektronen — bisweilen sogar weniger als ein einziges Elektron — kommen würden. Die Dispersionstheorien sind aber unter der Voraussetzung abgeleitet, daß der Abstand zweier benachbarter Zentren klein ist im Ver-

[1]) Vorgetragen in der Sitzung der Schles. Ges. f. vaterländ. Kultur am 6. Mai 1914.

[2]) Siehe z. B. W. Voigt, Magneto- u. Elektrooptik, S. 135 ff. Leipzig 1908.

[3]) J. J. Hallo, Arch. Néerl. (2) **10**, 148, 1905; L. Geiger, Ann. d. Phys. (4) **23**, 758, 1907; St. Loria, ebenda (4) **30**, 255, 1909; R. Ladenburg, ebenda (4) **38**, 249, 1912; D. Roschdestwensky, ebenda (4) **39**, 307 1912.

[4]) R. Ladenburg und St. Loria, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 858, 1908; R. Ladenburg, l. c.

gleich zur Wellenlänge[1]), so daß die obigen Berechnungen zweifelhaft erscheinen, so lange nicht gezeigt wird, daß bei kleiner Zentrendichte im wesentlichen dieselben Gleichungen resultieren. Es ist deshalb wichtig, jene Zahlen auch auf andere Weise zu bestimmen. Dazu scheint mir folgender Weg geeignet zu sein:

Man mißt die Gesamtenergie einer Spektrallinie, die von einem bekannten Volumen eines leuchtenden Gases der Temperatur T ausgestrahlt wird, in absolutem Maß, am bestem im Vergleich zur Energie eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur. Dividiert man diesen Betrag durch die von einem Emissionszentrum im Mittel pro Sekunde ausgestrahlte absolute Energie H, die nur von der Temperatur T abhängt, so erhält man die Zahl der in jenem Volumen befindlichen emittierenden Zentren[2]). Wie nämlich im § 2 gezeigt werden soll, ist

$$H = \frac{8\pi^2 e^2}{mc} \mathfrak{K}_\nu, \qquad 1)$$

wobei e und m Ladung und Masse des emittierenden Elektrons bedeuten und $\mathfrak{K}_\nu$ in der Bezeichnungsweise von Planck[3]) die spezifische Intensität eines monochromatischen geradlinig polarisierten Strahles der Schwingungszahl $\nu \left(= \frac{c}{\lambda}\right)$ des Hohlraumes von der Temperatur T ist; und zwar führen die verschiedenen Vorstellungen, die man sich über das Zustandekommen der Absorption gebildet hat, zu derselben Gleichung 1). Hierin liegt der Vorzug dieser Methode gegenüber der Bestimmung der Zentrenzahl aus der Aufnahme der Intensitätsverteilung der Emissions- oder Absorptionslinie, die von einer bestimmten Vorstellung über die Ursache der Absorption (Strahlungsdämpfung, Zusammenstöße, Dopplereffekt) ausgehen muß. Andererseits setzt unsere Methode die Gültigkeit der Gesetze der Temperaturstrahlung für den untersuchten Dampf voraus, so daß vor allem die Alkalidämpfe der Bunsenflamme in Betracht[4]) kommen.

---

[1]) M. Planck, Berl. Ber. 1902, S. 370.

[2]) Hierbei wird vorausgesetzt, daß die strahlende Schichtdicke genügend dünn und die ausgestrahlte Energie ihr noch proportional ist (s. S. 772).

[3]) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig, I. Aufl. 1906, II. Aufl. 1913 i. f. zitiert als l. c. I bzw. II.

[4]) Siehe besonders H. Kohn, Dissertation, Breslau 1913; Ann. d. Phys. (4) 44, 749, 1914 (daselbst weitere Literatur).

In den §§ 3 bis 6 werden die Gleichungen für die praktische Durchführung dieser Methode berechnet und die vorliegenden Versuche von GOUY[1]) und ZAHN[2]) diskutiert.

§ 2. Zur Ableitung der Gleichung 1) denken wir uns eine große Zahl gleichbeschaffener PLANCKscher Resonatoren der Schwingungszahl $\nu \left(= \frac{c}{\lambda}\right)$ im Strahlungsgleichgewicht des allseits spiegelnden Hohlraumes von der Temperatur T.

1. Aus der ursprünglichen PLANCKschen Strahlungstheorie ergibt sich für die mittlere Energie eines der linearen gedämpft schwingenden Resonatoren der Wert

$$U = \mathfrak{K}_\nu \frac{c^2}{\nu^2}. \qquad 2)$$

Die von demselben pro Sekunde ausgestrahlte Energie ist

$$S = U \cdot \frac{8\pi^2\nu^2}{3c^3L}, \qquad 3)$$

falls L wie bei PLANCK[3]) den Faktor der kinetischen Energie bedeutet. Dies folgt unmittelbar aus der PLANCKschen Berechnung der pro Zeiteinheit absorbierten Energie[4]) $U . 2\sigma\nu$, der die in derselben Zeit emittierte Energie gleich ist, und aus dem Wert des Strahlungsdekrements

$$\sigma = \frac{4\pi^2\nu}{3c^3L}.$$

Direkter noch ergibt sich Gleichung 3) aus der HERTZschen Formel für die von einem Oszillator ausgestrahlte Energie[5]).

Es wird[6])

$$S = \frac{8\pi^2}{3Lc}\mathfrak{K}_\nu,$$

und die von einem dreidimensionalen Gebilde pro Sekunde ausgestrahlte Energie der Schwingungszahl ν wird

$$H = \frac{8\pi^2}{Lc}\mathfrak{K}_\nu = \pi\frac{\mathfrak{u}_\nu}{L},$$

---

[1]) G. GOUY, C. R. 88, 420, 1879.

[2]) H. ZAHN, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1203, 1913; siehe auch Naturw. Verein f. Schleswig-Holstein 15, 328, 1913; 16, 165, 1914.

[3]) l. c. I, S. 102.

[4]) l. c. I, S. 121 u. 124.

[5]) l. c. II, S. 160.

[6]) Aus den PLANCKschen Gleichungen 189) und 192) l. c. I, S. 121 u. 122, folgt unmittelbar ebenfalls $S = \frac{2c^3\sigma}{\nu_0}\mathfrak{K}_\nu = \frac{8}{3}\frac{\pi^2}{cL}\mathfrak{K}_\nu$.

wenn u_ν die räumliche Dichte der Hohlraumstrahlung in PLANCKs Sinne bedeutet.

Ist das Emissionszentrum speziell ein Elektron der Masse m und Ladung e, so ist

$$L = \frac{m}{e^2}$$

und es wird

$$H = \frac{8\pi^2 e^2}{m c} \mathfrak{K}_\nu\,.$$

2. Nach der neueren PLANCKschen Theorie ist die von N ungedämpft schwingenden Resonatoren in der Zeit dt absorbierte Energie[1])

$$\frac{N\mathfrak{J}}{4L}\,dt$$

gleich der in der Zeit dt emittierten Energie, wobei

$$\mathfrak{J} = \frac{32\pi^2}{3c}\mathfrak{K}_\nu$$

ist, so daß die von einem Resonator pro Zeiteinheit emittierte Energie wieder den Wert

$$S = \frac{8\pi^2}{3cL}\mathfrak{K}_\nu$$

erhält. Obwohl die Emission nur in ganzen Vielfachen eines Energiequantums $h\nu$ erfolgt, enthält die im Mittel emittierte Energie das Wirkungsquantum h nicht explizit; denn die ihr im Mittel gleiche absorbierte Energie erfolgt nach dieser Theorie stetig.

3. Gegen die bisherigen Rechnungen ist einzuwenden, daß die tatsächlichen Eigenschaften der Resonatoren leuchtender Gase, speziell gefärbter Flammen von den betrachteten idealen Resonatoren beträchtlich abweichen; jedenfalls ist für sie weder die Größe der Strahlungsdämpfung gemessen — noch, wie es scheint, meßbar —, noch liegen andererseits direkte Beweise ihrer quantenhaften Emission vor. Vielmehr ist es höchst wahrscheinlich, daß die Intensitätsverteilung der z. B. von Natriumdampf in der Bunsenflamme ausgesandten D-Linien und ihr Absorptionskoeffizient wesentlich nicht durch die Strahlungsdämpfung bestimmt ist, sondern durch den Dopplereffekt der bewegten Träger und durch

1) l. c. II, S. 155.

eine noch nicht sichergestellte andere „Dämpfung", die vermutlich durch die Zusammenstöße der Metallatome mit den Flammenmolekülen vorgetäuscht ist[1]).

Entsprechend diesen Tatsachen gehen wir aus von dem Emissions- bzw. Absorptionskoeffizienten[2]) ε_ν bzw. α_ν eines im spiegelnden Hohlraum befindlichen Mediums; dasselbe möge pro Volumeneinheit $\mathfrak{N}$ selektiv emittierende Zentren — Metallatome — enthalten. Die Emission und Absorption erstrecke sich nur über einen sehr schmalen Bereich von Schwingungszahlen $\nu_2 - \nu_1$, in dem die spezifische Intensität $\mathfrak{K}_\nu$ eines Strahles als konstant anzusehen ist[3]). Die vom Volumen 1 in der Zeit 1 emittierte Gesamtenergie ist dann

$$8\pi \int_0^\infty \varepsilon_\nu \, d\nu = \mathfrak{N} . H, \qquad 4\,a)$$

wenn H wieder die von einem Zentrum ausgestrahlte Energie bedeutet. Da ε_ν außerhalb des Bereiches $\nu_2 - \nu_1$ unmerklich klein sein soll, ergibt sich auf Grund des KIRCHHOFFschen Gesetzes

$$\mathfrak{N} H = 8\pi \mathfrak{K}_\nu \int_0^\infty \alpha_\nu \, d\nu . \qquad 4\,b)$$

Welche der beiden genannten Ursachen wir nun auch als verantwortlich für die Abhängigkeit der Größen ε_ν und α_ν von ν ansehen, stets ergibt sich

$$\int_0^\infty \alpha_\nu \, d\nu = \frac{\pi \mathfrak{N} e^2}{m c}, \qquad 5)$$

wenn wir nur die Zentrendichte der Volumeneinheit (als Kugelfläche vom Radius l vorgestellt) als so klein annehmen, daß die Emission in irgend einer Richtung proportional der wirksamen Schichtdicke l gesetzt werden kann.

---

[1]) Siehe R. LADENBURG und F. REICHE, Ann. d. Phys. (4) 42, 181, 1913 und C. R. 158, 1788 1914, sowie Sitzungsber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur vom 24. Februar 1914; ferner R. LADENBURG und H. SENFTLEBEN, „Die Naturwissenschaften" 1, 914, 1913.

[2]) Definition s. PLANCK II, S. 7 ff.

[3]) Tatsächlich haben BUISSON und FABRY diesen Bereich (auf Wellenlängen berechnet) z. B. bei den D-Linien einer sehr dünnen Natriumflamme kleiner als 0,1 Å gefunden [Journ. de phys. (5) 2, 442, 1912].

Im Falle des Dopplereffektes ist nämlich nach der von RAYLEIGH abgeleiteten Gleichung[1])

$$\alpha_\nu = \frac{2\,e^2\,\mathfrak{N}}{\nu_0\,m\,\bar{q}}\,e^{-\frac{4\,c^2}{\pi\,\nu_0^2\,\bar{q}^2}(\nu-\nu_0)^2}, \tag{5a}$$

wobei $\bar{q}$ die mittlere Geschwindigkeit der Zentren, $\nu - \nu_0$ den Abstand der betreffenden Schwingungszahl von dem Eigenwert ν_0 vorstellt und e bzw. m die bisherige Bedeutung haben.

Wenn andererseits unsere Elektronen durch irgend eine Ursache gedämpft schwingen, so wird der Absorptionskoeffizient[2])

$$\alpha_\nu = \frac{4\pi n \varkappa \nu}{c} = \frac{4\pi \mathfrak{N} e^2}{c m \nu'}\,\frac{1}{1 + 16\pi^2\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu'}\right)^2} \tag{5b}$$

wobei ν' die Dämpfung in der VOIGTschen Bezeichnungsweise bedeutet[3]).

Beide Ausdrücke führen, über ν zwischen 0 und ∞ integriert, auf die obige Gleichung 5), und drittens erhält man den gleichen Wert, wenn man annimmt, daß gleichzeitig Dopplereffekt und Dämpfung wirksam sind[4]).

Durch Kombination der Gleichungen 4b) und 5) entsteht

$$H = \frac{8\pi^2 e^2}{m c}\,\mathfrak{K}_\nu,$$

also genau der oben erhaltene Wert. Der Faktor $\frac{8\pi^2 e^2}{m c}$ ist eine von der Natur des emittierenden Mediums und seiner Temperatur unab-

[1]) Vgl. speziell F. REICHE, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 3, 1913.

[2]) Vgl. W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig 1908. S. 112. Daselbst werden die Gültigkeitsbedingungen obiger Gleichung ausführlich diskutiert; in unserem Fall dünner Dämpfe sind sie entschieden als erfüllt anzusehen. Daselbst wird aber mit ν die Frequenz $\frac{2\pi c}{\lambda}$ bezeichnet; ferner haben wir den Brechungsquotienten $n_0 = 1$ gesetzt. Übrigens kommt man, worauf mich Herr REICHE kürzlich aufmerksam machte, auch dann zur Gleichung 5), wenn man den strengeren Ansatz benutzt:

$$\alpha_\nu = \frac{4\pi\,\mathfrak{N} e^2 \nu'}{m c}\cdot\frac{\nu^2}{4\pi^2(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\nu'^2}.$$

[3]) Die unregelmäßigen Zusammenstöße der Moleküle und die entsprechenden Störungen der im übrigen ungedämpften Schwingungen führen nach H. A. LORENTZ (Amst. Proc. 1905) im wesentlichen zu dem gleichen Resultat.

[4]) Siehe F. REICHE, l. c. Die entsprechende Funktion α_ν ist zwar wesentlich komplizierter, die Integration führt aber zu dem gleichen Resultat 5), wie bereits aus der Gl. 2), 6) und 46) der REICHEschen Arbeit hervorgeht.

hängige Konstante C, die sich aus den Werten von e ($= 4,8 . 10^{-10}$) und $\frac{e}{m}$ ($= 5,21 . 10^{17}$) zu etwa 0,67 cm²/sec berechnet.

Daß so gänzlich verschiedene Annahmen über den Mechanismus der Absorption zu derselben Gleichung für die ausgestrahlte Energie führen, unabhängig von den charakteristischen Konstanten σ, $\bar{q}$ oder ν', scheint mir an und für sich bemerkenswert und nicht ohne weiteres aus dem KIRCHHOFFschen Gesetz der Hohlraumstrahlung zu folgen.

§ 3. Nach dem KIRCHHOFFschen Satz gilt auch für das aus dem Hohlraum herausgenommene Medium die Gleichung 1), wenn es auf der homogenen Temperatur T erhalten wird und den Gesetzen der Temperaturstrahlung folgt. Denken wir uns also eine homogen z. B. mit Natrium gefärbte Flamme der Temperatur T'[1]) und die von der Flächeneinheit der Flamme in einer Spektrallinie unter einem bestimmten Winkel ausgestrahlte Gesamtenergie verglichen mit der Energie $\mathfrak{K}'_\nu \Delta\nu$, die die Flächeneinheit eines schwarzen Körpers der Temperatur T' im Bereiche zwischen ν und $\nu + \Delta\nu$ unter dem gleichen Winkel ausstrahlt. Das so gemessene Verhältnis ist, streng genommen, von dem Winkel abhängig, unter dem beobachtet wird, weil für die schwach absorbierende Flamme das LAMBERTsche Kosinusgesetz nicht gilt, vielmehr dieselbe — im Gegensatz zum schwarzen Körper — nach allen Richtungen unter gleichem Winkel gleich viel ausstrahlt[2]). Praktisch ist aber der Beobachtungswinkel so klein, daß, wie die folgende Rechnung zeigt, diese Unbestimmtheit fortfällt. Einerseits ist nach PLANCK, l. c., die von der Flächeneinheit unter dem räumlichen Winkel $d\Omega$ in der Richtung ϑ gegen die Normale der strahlenden Fläche in der Zeit 1 ausgestrahlte unpolarisierte Energie eines schwarzen Körpers der Temperatur T' zwischen ν und $\nu + \Delta\nu$

$$E_1 = 2\,\mathfrak{K}'_\nu \Delta\nu\, d\Omega \cos\vartheta, \qquad 6\,a)$$

wobei

$$d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi.$$

Andererseits strahlt nach der HELMHOLTZschen Ableitung des LAMBERTschen Gesetzes[3]) die Flächeneinheit einer Schicht der

---

[1]) Wir wollen also vorläufig von den bekannten Inhomogenitäten in gefärbten Flammen absehen.

[2]) Vgl. besonders O. LUMMER und F. REICHE, Ann. d. Phys. (4) 33, 857, 1910.

[3]) HELMHOLTZ, Vorlesungen über theoret. Phys. 6, 150 ff.; vgl. auch O. LUMMER und F. REICHE, l. c.

Dicke $\mathfrak{L}$ in gleicher Zeit unter gleichem Winkel in gleicher Richtung die Energie aus

$$E_2 = \frac{2\,\varepsilon_\nu \cos\vartheta}{\alpha_\nu}\left(1 - e^{-\frac{\alpha_\nu \mathfrak{L}}{\cos\vartheta}}\right) d\,\Omega,$$

falls, wie bisher, ε_ν bzw. α_ν Emissions- bzw. Absorptionskoeffizient der Schicht bedeutet. Ist dann $\frac{\alpha_\nu \mathfrak{L}}{\cos\vartheta}$ so klein, daß dritte und höhere Potenzen vernachlässigt werden können, so folgt

$$E_2' = 2\,\varepsilon_\nu \mathfrak{L}\, d\,\Omega \left(1 - \frac{\alpha_\nu \mathfrak{L}}{2\cos\vartheta}\right),$$

und durch Integration über ν von 0 bis ∞

$$\int\limits_0^\infty E_2' d\nu = 2\mathfrak{L}\, d\,\Omega \int\limits_0^\infty \varepsilon_\nu\, d\nu \left[1 - \frac{\mathfrak{L}}{2\cos\vartheta}\,\frac{\int\limits_0^\infty \varepsilon_\nu \alpha_\nu d\nu}{\int\limits_0^\infty \varepsilon_\nu d\nu}\right]. \qquad 7\,\mathrm{a})$$

Mittels der Gleichung 4 a) können wir hierin die Zahl $\mathfrak{N}$ der Zentren pro Volumeneinheit unserer Schicht und die von jedem Zentrum nach allen Richtungen ausgestrahlte Energie H einführen; setzen wir ferner $\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} = \mathfrak{K}_\nu$ und berücksichtigen, daß ε_ν und α_ν nur in einem schmalen Frequenzbereich von 0 verschieden sind, so geht unser Integral 7 a) über in

$$\frac{\mathfrak{N}\,.\,H\mathfrak{L}}{4\,\pi}\, d\,\Omega \left[1 - \frac{\mathfrak{L}}{2\cos\vartheta}\,\frac{\int\limits_0^\infty \alpha_\nu^2 d\nu}{\int\limits_0^\infty \alpha_\nu\, d\nu}\right]. \qquad 7\,\mathrm{b})$$

Für den Quotienten der Klammer können wir die „Linienabsorption“[1]) $A_\mathfrak{L}$ unserer Schicht einführen, d. h. diejenige Gesamtabsorption, die die von der Schicht ausgestrahlte Energie einer Spektrallinie in einer ihr gleichen Schicht erfährt. Es ist nämlich

$$A_\mathfrak{L} = \frac{\int\limits_0^\infty \mathfrak{A}^2(\nu)\, d\nu}{\int\limits_0^\infty \mathfrak{A}(\nu)\, d\nu},$$

falls

$$\mathfrak{A}(\nu) = 1 - e^{-\alpha_\nu \mathfrak{L}}$$

[1]) Siehe R. Ladenburg und F. Reiche, l. c.

das Absorptionsvermögen der Schicht bedeutet, das wir hier durch $\alpha_\nu \mathfrak{L}$ ersetzen können. So nimmt unser Ausdruck 7b) den Wert an

$$\frac{\mathfrak{N} H \mathfrak{L}}{4\pi}\left[1-\frac{A_{\mathfrak{L}}}{2\cos\vartheta}\right] d\,\Omega. \tag{7c}$$

Ist nun $2\vartheta_1$ der Öffnungswinkel des Kollimators, mit dem die Strahlungen des schwarzen Körpers und der Schicht gemessen werden, so sind 6a) und 7c) über ϑ von 0 bis ϑ_1 und über φ von 0 bis 2π zu integrieren, und wir finden die Beträge

$$2\pi\,\mathfrak{K}'_\nu\,\varDelta\nu\,\sin^2\vartheta_1 \tag{6b}$$

bzw.

$$\frac{\mathfrak{N} H \mathfrak{L}}{2}(1-\cos\vartheta_1)\left[1-\frac{A_{\mathfrak{L}}}{2}\right]. \tag{7d}$$

Bei der Berechnung des in eckigen Klammern stehenden Ausdruckes ist der bei der Integration auftretende Faktor

$$-\ln\cos\vartheta_1 = 1-\cos\vartheta_1$$

gesetzt, da ϑ_1 genügend klein ist.

Somit wird das Verhältnis der beiden Beträge 6b) und 7d), die „Helligkeit“ unserer Schicht

$$i = \frac{\mathfrak{N}.H.\mathfrak{L}}{4\pi\,\mathfrak{K}'_\nu\,\varDelta\nu}\,\frac{1-\cos\vartheta_1}{\sin^2\vartheta_1}\left[1-\frac{A_{\mathfrak{L}}}{2}\right].$$

Praktisch wird im allgemeinen ϑ_1 so klein sein [1]), daß

$$\sin^2\vartheta_1 = \vartheta_1^2, \quad 1-\cos\vartheta_1 = \frac{\vartheta_1^2}{2}$$

gesetzt werden kann, also

$$i = \frac{\mathfrak{N}.H.\mathfrak{L}}{8\pi\,\mathfrak{K}'_\nu\,\varDelta\nu}\left[1-\frac{A_{\mathfrak{L}}}{2}\right] \tag{8a}$$

wird. Dagegen würde in dem praktisch unrealisierbaren Fall, daß die nach allen Richtungen einer Seite ausgestrahlte Energie aufgenommen werden könnte $\left(\vartheta_1 = \frac{\pi}{2}\right)$, i gerade doppelt so groß werden [2]).

---

[1]) Selbst bei einem Öffnungsverhältnis des Kollimators 1:3 würde $\vartheta_1 < 10^0$ und der Faktor $2\,\frac{1-\cos\vartheta_1}{\sin^2\vartheta_1} = 1{,}0037$ werden.

[2]) Abgesehen von dem in eckige Klammern gefaßten Korrektionsglied.

Schließlich wird mit Benutzung der Gleichung 1)

$$H = \frac{8\pi^2 e^2}{mc} \mathfrak{K}_\nu = C . \mathfrak{K}_\nu$$

$$\mathfrak{N} . \mathfrak{L} = \frac{8\pi . i . \mathfrak{K}'_\nu \Delta\nu}{C . \mathfrak{K}_\nu \left(1 - \frac{A_\mathfrak{L}}{2}\right)}. \qquad 8b)$$

Auf ähnliche Weise kann man auch aus der „Gesamtabsorption"[1]) innerhalb einer Spektrallinie das Produkt $\mathfrak{N} . \mathfrak{L}$ berechnen, worauf ich in einer anderen Mitteilung näher eingehen will. Die auf der rechten Seite der Gleichung 8b) stehenden Größen sind experimentell bestimmbar und werden die genauesten Werte liefern, falls man $\mathfrak{K}'_\nu = \mathfrak{K}_\nu$ macht, d. h. die „Helligkeit" der untersuchten Schicht mit der eines schwarzen Körpers derselben Temperatur T vergleicht, die die Schicht besitzt.

§ 4. In der Tat hat Gouy in seinen bekannten Untersuchungen über die gefärbten Flammen[2]) derartige Messungen ausgeführt. Er bestimmte nämlich[3]) die Helligkeit der Natriumlinien seiner Flammen im Verhältnis zur Helligkeit einer Drummondschen Lampe, die, als Lichtquelle die Flammen durchsetzend, so reguliert wurde, daß die D-Linien sich im Spektroskop auf dem kontinuierlichen Spektrum weder hell noch dunkel abhoben; zugleich maß er den vom Spektroskopspalt bedeckten Spektralbereich des kontinuierlichen Spektrums. So erhielt er die Helligkeit seiner Flammen in absolutem Maß, also die Größe i der Gleichung 8b), bezogen auf die Helligkeit eines schwarzen Körpers von der Temperatur der Flamme (bzw. der emittierenden Metallatome) im Wellenlängenbezirk von 1 Å —, ohne diese Temperatur selbst zu kennen. Bei den dünnsten untersuchten Natriumflammen — bei denen als „Linienabsorption" $A_\mathfrak{L} = 0{,}1$ gefunden wurde, also unsere Gleichung noch erfüllt war — fand Gouy für die Summe beider D-Linien

$$i = 0{,}042, \quad \Delta\nu = \frac{10^{-8} . 3 . 10^{10}}{(5{,}89_3 . 10^{-5})^2} = 8{,}7 . 10^{10},$$

so daß wir mittels der Gleichung 8b)

$$\mathfrak{N} . \mathfrak{L} = 1{,}44 . 10^{11}$$

---

[1]) Definition siehe Ladenburg-Reiche, l. c.
[2]) G. Gouy, Ann. chim. phys. (5) 18, 5—101, 1879.
[3]) G. Gouy, C. R. 88, 420, 1879.

erhalten. Dies wäre also die Zahl der emittierenden Elektronen, die sich in einem Zylinder der Höhe $\mathfrak{L}$ und der Grundfläche 1 befanden [1]).

Allerdings kann man daran denken, auch aus der „Linienabsorption“ $A_{\mathfrak{L}}$ direkt das gesuchte Produkt $\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$ zu berechnen. Allgemein ist nämlich [2])

$$A_{\mathfrak{L}} = \frac{\int \mathfrak{A}^2(\nu)\,d\nu}{\int \mathfrak{A}(\nu)\,d\nu},$$

wenn $\mathfrak{A}(\nu)$ das Absorptionsvermögen (im KIRCHHOFFschen Sinne) der untersuchten Schicht für die Schwingungszahl ν bedeutet. Nimmt man nun die RAYLEIGHsche Funktion (s. S. 770) für die Intensitätsverteilung der Linie als gültig an, setzt also

$$\mathfrak{A}(\nu) = 1 - e^{-\alpha_\nu \mathfrak{L}} = 1 - e^{-p \cdot e^{-a^2(\nu-\nu_0)^2}},$$

wo

$$p = \frac{2\,\mathfrak{N}\,\mathfrak{L}\,e^2}{\nu_0\, m\, \bar{q}}, \qquad a^2 = \frac{4\,c^2}{\pi\,\nu_0^2\,\bar{q}^2},$$

so ergibt sich in erster Annäherung bei kleinen Werten von $\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$:

$$A_{\mathfrak{L}} = \frac{p}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2}\,\mathfrak{N}\,\mathfrak{L}\,e^2}{\nu_0\, m\, \bar{q}},$$

also

$$\mathfrak{N}.\mathfrak{L} = \frac{\nu_0\,\bar{q}}{\sqrt{2}\,e^2/m}\,A_{\mathfrak{L}}. \qquad 9)$$

Setzen wir hier

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = 0{,}51 \,.\, 10^{15}$$

die mittlere Geschwindigkeit [3]) $\bar{q} = 1{,}35 \,.\, 10^5$ entsprechend einer Temperatur von 2000^0 — $e^2/m = 24{,}6 \,.\, 10^7$ und $A_{\mathfrak{L}}$ (s. o.) $= 0{,}1$, so wird [4])

$$\mathfrak{N}.\mathfrak{L} = 2 \,.\, 10^{10},$$

also nur $^1/_7$ des obigen Wertes. Die experimentelle Bestimmung von $A_{\mathfrak{L}}$ ist zwar viel einfacher ausführbar als die der absoluten Helligkeit; dagegen ist die zur Berechnung benutzte Gleichung 9) weniger zuverlässig als obige Gleichung 8), vor allem, weil wir hier im Gegensatz zur Ableitung der Gleichung 8 b) eine bestimmte

---

[1]) Die Dicke $\mathfrak{L}$ der Flammen betrug rund 2,5 cm.
[2]) R. LADENBURG und F. REICHE, l. c.
[3]) F. REICHE, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 5, 1913.
[4]) Die zweite Annäherung erhöht das Resultat nur um 2 Proz.

Form der Intensitätsverteilung voraussetzen mußten[1]). Zur Untersuchung dieser Diskrepanz sind Versuche in Vorbereitung, um gleichzeitig i und $A_{\mathfrak{L}}$ mit möglichster Genauigkeit zu messen.

§ 5. Es ist nun die Frage von besonderem Interesse und oft behandelt worden, welcher Bruchteil der vorhandenen Atome an der Emission bzw. Absorption von Spektrallinien beteiligt ist. Dazu müßte man außer $\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$ noch die Zahl der wirklich in der Flamme vorhandenen Natriumatome kennen. Tatsächlich hat GOUY kürzlich mitgeteilt[2]), wie groß die absolute Menge Natriumsalz war, die seinen Flammen zugeführt wurde. Nehmen wir an, daß alles Natrium im Atomzustande in der Flamme vorhanden war, so ergibt sich aus seinen Angaben für die Zahl der in einem Zylinder der Höhe $\mathfrak{L}$ und der Fläche 1 vorhandenen Natriumatome

$$N.\mathfrak{L} = \frac{q}{A} = \frac{1{,}22 . 10^{-11}}{3{,}5 . 10^{-23}} = 3{,}5 . 10^{11},$$

wobei q die von GOUY gemessene absolute Dichte der Flamme, A die Masse eines Natriumatoms bedeutet. Also wären rund 40 Proz. (bzw. aus $A_{\mathfrak{L}}$ berechnet, nur 6 Proz.) der vorhandenen Natriumatome an der Emission der D-Linien beteiligt. Einerseits ist es möglich, daß trotz der geringen Dampfdichte nicht alles Natriumsalz dissoziiert war; andererseits läßt sich a priori wohl kaum etwas darüber aussagen, ob alle Natriumatome gleichzeitig die D-Linien emittieren und ob nicht die verschiedenen von einer solchen Flamme emittierten Wellenlängen — wie die übrigen Linien dieser Serie und der „kontinuierliche Grund“ — von verschiedenen Atomen ausgesandt werden. Es ist schon fraglich, ob dasselbe Atom zugleich beide D-Linien ausstrahlt. Aus GOUYS Messungen folgt, daß das Intensitätsverhältnis der beiden D-Linien $D_2 : D_1$ bei sehr dünnen Flammen 2 : 1 ist[3]). WOOD hat zwar kürzlich für dieses Verhältnis etwa 3,8 : 1 auf photographischem Wege gefunden[4]), aber eigene Versuche nach der exakten photo-

---

[1]) Nach unseren bisherigen Kenntnissen ist sie die wahrscheinlichste im vorliegenden Falle (s. LADENBURG-REICHE, l. c.). Übrigens würde die Funktion der Dispersionstheorie [s. Gl. 5 b)] mit $\nu' = 10^{10}$ zu fast genau dem gleichen Werte von $\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$ führen.

[2]) C. R. **154**, 1764, 1912.

[3]) Daß bei großen Dampfdichten dieses Verhältnis viel kleiner, etwa $= \sqrt{2}$ gefunden wird, erklärt sich nach LADENBURG-REICHE (l. c.) zwanglos aus der Eigenabsorption der Flamme.

[4]) R. W. WOOD, Phys. ZS. **15**, 382, 1914.

graphisch-photometrischen Methode, über die ich anderwärts berichten werde, haben mir wieder fast genau den GOUYschen Wert 2:1 geliefert.

So würde sich in dem von GOUY untersuchten Fall aus Gleichung 8b) für D_2

$$\mathfrak{N} . \mathfrak{L} = 9{,}3 . 10^{10}$$

berechnen, und man würde ohne weitere Hypothesen schließen, daß im Mittel gleichzeitig fast 27 Proz. der Natriumatome die D_2-Linie und etwas mehr als 13 Proz. die D_1-Linie aussenden [1]) (bzw. 4 Proz. und 2 Proz.).

Die der Berechnung zugrunde liegenden experimentellen Daten lassen sich heute vielleicht genauer bestimmen, als es GOUY seinerzeit konnte, und wir sind mit derartigen Versuchen im hiesigen Institut beschäftigt. Ferner verdient die Frage weitere Untersuchung, was die bekannte Inhomogenität der Flamme ausmacht.

Was die theoretische Seite unserer ganzen Fragestellung betrifft, so würde die Annahme, daß ein Atom zugleich mehrere Spektrallinien emittiert, d. h. daß die betreffenden Elektronen ein gekoppeltes System bilden [2]), natürlich zu einer anderen als Gleichung 1) führen. So hat VOIGT bekanntlich zur Erklärung der komplizierten Zeemaneffekte mit großem Erfolge die Hypothese durchgeführt, daß z. B. die beiden D-Linien gekoppelt sind, und hat aus dem verschiedenen Verhalten der beiden Linien geschlossen [3]), daß die Zahl der Freiheitsgrade, auf denen die D_2-Linie beruht, doppelt so groß ist wie diejenige von D_1. Diesem Schluß würden die hier gezogenen Folgerungen natürlich nicht widersprechen.

§ 6. In seiner oben zitierten Arbeit hat vor kurzem Herr ZAHN, ohne Kenntnis der besprochenen GOUYschen Versuche, die von einem Atom in Spektrallinien ausgesandte Energie zu bestimmen versucht, indem er die Annahme zugrunde legt, daß alle in seinen dünnen Flammen vorhandenen Natriumatome an der Emission der D-Linien beteiligt sind; er mißt einerseits die zugeführte Menge Natriumsalz, andererseits die absolute, von seiner

---

[1]) Dieses Verhältnis 2:1 ist genau das von ROSCHDESTWENSKY aus der Dispersion des nicht leuchtenden Natriumdampfes berechnete Verhältnis der Zahl der Dispersionselektronen [Ann. d. Phys. (4) **39**, 330, 1912].

[2]) Vgl. z. B. die von CL. SCHAEFER [Ann. d. Phys. (4) **28**, 421, **29**, 715, 1909] durchgeführte Theorie der Dispersion der Serienspektren.

[3]) W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) **41**, 408, 1913; s. speziell S. 410.

Flamme ausgestrahlte D-Linienenergie. Mit Benutzung unserer Gleichung 8b) würde sich auch aus den ZAHNschen wie aus den GOUYschen Werten der von uns in Frage gestellte Bruchteil der emittierenden Atome berechnen lassen, wenn die Temperatur der von ZAHN untersuchten Flamme genau bekannt wäre. Herr ZAHN hat nämlich ihre Helligkeit nicht mit der eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur verglichen, sondern mit einem schwarzen Körper irgend einer anderen Temperatur, da es ihm allein auf die absolute Helligkeit seiner Flamme ankam. Die Temperatur der letzteren hat er als zwischen 1700 und 2000° liegend geschätzt, wodurch für unser $\mathfrak{K}_\nu$ eine Unsicherheit von 1:9 resultiert. Er hat auch nur die Größenordnung der von einem Atom ausgestrahlten Energie bestimmen wollen. Nach ZAHNs Messungen ist die „Helligkeit“ seiner $^1/_{384}$-normal Natriumflamme $i = 0{,}112$ bezogen auf die Helligkeit einer Mattscheibe, deren schwarze Temperatur in der untersuchten Farbe 1404° war; dabei war der dem Bereich $\varDelta\nu$ unserer Gleichung 8b) entsprechende Wellenlängenbezirk 80 Å. Somit hat das Produkt

$$2\pi\mathfrak{K}'_\nu \varDelta\nu = 2\pi\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\mathfrak{E}'_\lambda\, d\lambda$$

den Wert $914{,}3\,\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$. Die ebenfalls von ZAHN gemessene „Linienabsorption“ betrug bei dieser Flamme 10 Proz. So wird

$$H.\mathfrak{N}.\mathfrak{L} = \frac{8\pi i\,\mathfrak{K}'_\nu \varDelta\nu}{1-\frac{A_\mathfrak{L}}{2}} = 4\,\frac{0{,}112\,.\,914{,}3}{0{,}95} = 470\,\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}$$

die Energie, die $\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$-Zentren nach allen Seiten emittieren[1]), also wird mit Benutzung der Gleichung 1), wenn wir die Temperatur der Flamme zu 2000°, also

$$\mathfrak{K}_\nu = 4{,}5\,.\,10^{-9}$$

ansetzen,

$$\mathfrak{N}.\mathfrak{L} = \frac{470}{0{,}67\,.\,4{,}5\,.\,10^{-9}} = 1{,}55\,.\,10^{11}.$$

Die direkte Messung der pro Kubikzentimeter in der Flamme befindlichen Natriumsalzmenge ergab für die Zahl der Natriumatome

$$N\mathfrak{L} = 1{,}6\,.\,10^{10}.$$

[1]) Herr ZAHN berechnet diesen Wert so, als ob die Lichtzentren, die sich in dem wirksamen Flammenvolumen befinden, alle auf einer ebenen Fläche liegen (l. c., S. 211), so daß in unserer Bezeichnungsweise $H.\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$ nur $^1/_4$ so groß würde, als wir oben finden. Dies scheint mir nach den Auseinandersetzungen auf S. 771 bis 774 nicht richtig zu sein.

Eine Temperatur der Flamme von 1700° würde $\mathfrak{K}_\nu = 5.10^{-10}$, also $\mathfrak{N}.\mathfrak{L}$ noch neunmal größer ergeben. Das hieraus zu ziehende Resultat, daß die Elektronenzahl viel größer als die Atomzahl ist, ist sehr unwahrscheinlich.

Aus ZAHNS Angaben für die $^1/_8$-normale Lithiumflamme würde

$$H.\mathfrak{N}.\mathfrak{L} = 4 \cdot \frac{0{,}127.4.914{,}3}{0{,}95} = 1950 \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}\right],$$

also bei 2000° Flammentemperatur

$$\mathfrak{N}\mathfrak{L} = \frac{1950}{0{,}67.4{,}5.10^{-9}} = 6{,}5.10^{11}$$

liefern, während direkt ein wenig mehr Lithiumatome, nämlich

$$N\mathfrak{L} = 7{,}7.10^{11}$$

gefunden wurde.

Zusammenfassung: Auf verschiedenen voneinander unabhängigen Wegen wird für das Verhältnis $\frac{H}{\mathfrak{K}_\nu}$ (der von einem Oszillator der Schwingungszahl ν pro Zeiteinheit emittierten Energie H zur spezifischen Intensität $\mathfrak{K}_\nu$ eines Hohlraumes der gleichen Temperatur und Schwingungszahl) übereinstimmend ein universaler Wert gefunden: im Falle eines Elektrons als Oszillator ist derselbe

$$C = \frac{8\pi^2 e^2}{mc} = 0{,}67\ [\text{cm}^2/\text{sec}].$$

Aus GOUYS Messungen an Natriumflammen folgt auf Grund dieser Berechnung, daß auf 100 Natriumatome etwa 40 Elektronen kommen, die an der Emission der D-Linien beteiligt sind.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1914.

Beweisen die magnetischen Messungen an paramagnetischen Substanzen die Existenz einer Nullpunktsenergie?

von R. Gans.

[Eingegangen am 24. Juli 1914[1]).]

1. Problemstellung. Man stellt sich das Zustandekommen einer Magnetisierung in paramagnetischen Substanzen unter der Einwirkung eines äußeren Feldes heutzutage so vor, daß dieses Feld die Elementarmagnete zu orientieren sucht, während die thermische Agitation bestrebt ist, allgemeine Unordnung in den Richtungen der Magnetachsen herzustellen.

Zwischen dieser ordnenden Tendenz der magnetischen Kraft und dem ordnungszerstörenden Prinzip der Wärmebewegung stellt sich ein statistischer Gleichgewichtszustand her, und man kann schon ohne Rechnung einsehen, daß auf Grund eines solchen Mechanismus das magnetische Moment der Masseneinheit um so größer sein wird, je stärker das äußere Feld und je tiefer die Temperatur ist, und daß einerseits bei endlichen Temperaturen, aber unendlich großen Feldstärken, andererseits bei noch so kleinen Feldstärken, aber beim absoluten Nullpunkt der Temperatur magnetische Sättigung eintreten muß.

Durch eine quantitative Berechnung nach den Prinzipien der statistischen Mechanik konnte LANGEVIN[2]) in der Tat zeigen, daß die paramagnetische spezifische Suszeptibilität umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden von CURIE[3]), und daß sich bei jeder Temperatur für unendlich große Feldstärken aus der theoretischen Formel Sättigung ergibt.

Diese Sättigung bei großen Feldern ist experimentell nicht realisierbar, da die Leistungsfähigkeit unserer größten Elektro-

---

[1]) Infolge der durch die kriegerischen Ereignisse gestörten Postverbindung mit Argentinien konnte dem Verfasser eine Korrektur nicht zugestellt werden. Der Herausgeber.

[2]) P. LANGEVIN, Ann. chim. phys. (8) 5, 70, 1905.

[3]) P. CURIE, ebenda (7) 5, 289, 1895.

magnete nicht ausreicht; die Sättigung bei sehr tiefen Temperaturen ist tatsächlich nicht vorhanden, wie es besonders die Messungen von KAMERLINGH ONNES [1]) und seiner Mitarbeiter zeigen, welche bei vielen Stoffen Abweichungen vom CURIE schen Gesetze ergeben haben.

Die experimentellen Ergebnisse bei tiefen Temperaturen verlangen also eine Änderung der Annahmen über den Mechanismus, und OOSTERHUIS [2]) hat geglaubt, durch Aufgeben der Prinzipien der statistischen Mechanik und Heranziehung der Quantentheorie Abhilfe schaffen zu können.

Es ist von vornherein klar, daß von den beiden Quantentheorien, die wir PLANCK verdanken, die ursprüngliche, welche keine Wärmebewegung beim absoluten Nullpunkt ergibt, den Beobachtungstatsachen nicht gerecht werden kann, da beim Fehlen von thermischer Agitation wieder die nie beobachtete Sättigung auftreten müßte, während die zweite Quantentheorie, in der eine Nullpunktsenergie besteht, den Tatsachen gerecht zu werden von vornherein geeignet erscheint.

Nun hat OOSTERHUIS nicht etwa den theoretischen Gedankengang LANGEVINS konsequent von der statistischen Mechanik auf die Quantentheorie übertragen, sondern er hat eine Formel auf Grund eines einfachen Analogieschlusses aufgestellt. Wie nämlich nach der statistischen Mechanik die spezifische Magnetisierungskonstante χ umgekehrt proportional kT ist, wo kT die mittlere Energie eines Systems mit zwei Freiheitsgraden bedeutet, so setzt er einfach χ der nach der Quantentheorie berechneten mittleren Energie U eines Oszillatorsystems umgekehrt proportional.

Wenn dieser Formel nun auch keineswegs die Bedeutung einer theoretischen Ableitung zukommt, so führte der Vergleich mit der Erfahrung doch zu einer bemerkenswerten Übereinstimmung, die OOSTERHUIS veranlaßte, sich zugunsten der Nullpunktsenergie auszusprechen.

---

[1]) H. KAMERLINGH ONNES, Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 21 b; H. KAMERLINGH ONNES und A. PERRIER, Onnes Comm. Leiden, Nr. 122 a, 124 a; H. KAMERLINGH ONNES und E. OOSTERHUIS, Onnes Comm. Leiden, Nr. 129 b, 132 e, 134 d. (Ich zitiere die mir unzugänglichen Veröffentlichungen nach E. OOSTERHUIS, Phys. ZS. **14**, 862, 1913.)

[2]) E. OOSTERHUIS, Phys. ZS. **14**, 862, 1913.

*

Bei der Wichtigkeit der Entscheidung zwischen den beiden Quantentheorien für die moderne Physik sei es mir gestattet, folgende beiden Fragen zu stellen:

1. Lassen sich die Beobachtungen durch die Theorie der Äquipartition darstellen? und wenn nicht:

2. Ist die Quantentheorie dazu in der Lage, und zwar welche der beiden Fassungen?

Bei der Überzeugung, die uns erfüllt, daß das Prinzip der Äquipartition bei niedrigen Temperaturen aufgegeben werden muß, haben wir die erste Frage dahin zu präzisieren, ob die Temperaturen schon tief genug waren, um ein Versagen der klassischen statistischen Mechanik feststellen zu können.

Heute möchte ich nur die erste Frage beantworten, und ich kann es leider nur unvollständig, da mir nur der Teil des aus dem Leidener physikalischen Institut hervorgegangenen Beobachtungsmaterials zur Verfügung steht, den auch Oosterhuis zur Prüfung der Theorie herangezogen hat, doch habe ich bereits Herrn Kamerlingh Onnes brieflich um Zusendung der gesamten Meßdaten gebeten, so daß ich hoffe, in Kürze auf die erste Frage eine präzisere Antwort geben und zugleich die zweite Frage erledigen zu können.

2. Das molekulare Feld. Bereits im Jahre 1910 habe ich[1]) gemeinsam mit Herrn Paul Hertz den Mechanismus der Magnetisierung ohne Berücksichtigung der thermischen Agitation, d. h. also beim absoluten Nullpunkt, behandelt, und wir konnten damals zeigen, daß am Orte jedes Elementarmagneten auch ohne äußere magnetische Kräfte ein Molekularfeld A vorhanden sein muß, hervorgerufen durch die Nachbarmagnete. Für dieses Molekularfeld ist keine Richtung ausgezeichnet, sondern die Molekularfelder an den Orten der einzelnen Magnetonen sind, was ihre Richtungen anbetrifft, ganz nach den Gesetzen des Zufalls verteilt. Für die Größe A des molekularen Feldes hatten wir der Einfachheit halber einen mittleren konstanten Wert angenommen.

So ergab sich je nach der Größe von A Paramagnetismus oder Ferromagnetismus, und schon ohne Rechnung ist klar, daß auch beim absoluten Nullpunkt keine Sättigung vorhanden sein wird, weil das molekulare Feld eine Direktionskraft hervorruft.

---

[1]) R. Gans, Gött. Nachr. 1910, S. 197.

Bereits WILHELM WEBER[1]) hatte in seiner molekularmagnetischen Theorie eine Direktionskraft eingeführt, ohne sich jedoch darüber auszusprechen, ob sie magnetischer Natur sei oder nicht.

Dieses Molekularfeld, dessen Existenz theoretisch folgt, muß also berücksichtigt werden, sei es nun, daß es ganz und gar oder nur zum Teil magnetischen Ursprungs ist. Es ist klar, daß bei hohen Temperaturen der Einfluß des Molekularfeldes gering ist, da dann seine sättigungshindernde Wirkung gegen die der Wärmebewegung vernachlässigt werden kann. Bei hohen Temperaturen sind also die LANGEVINschen Annahmen vollständig, d. h. es gilt das CURIEsche Gesetz.

Anders bei tiefen Temperaturen. Kühlt man den paramagnetischen Körper ab, so wird man zu Temperaturen gelangen, bei denen zwar die Regeln der statistischen Mechanik noch gelten, aber der Einfluß des Molekularfeldes schon merklich wird. Auf diesen Bereich wollen wir uns heute beschränken. Bei noch tieferen Temperaturen wird auch die Gültigkeit der statistischen Mechanik aufhören; dann tritt die Quantentheorie in Kraft.

Die auf diese bezüglichen Formeln sowie den vollständigen Vergleich mit der Erfahrung werden wir demnächst geben.

3. Die spezifische Magnetisierungskonstante als Funktion der Temperatur. Im Jahre 1911 habe ich[2]) die thermische Agitation mit berücksichtigt und die für unser Problem in Betracht kommende Formel abgeleitet. Sie lautet[3]):

$$\frac{M}{M_\infty} = \int_{A-K}^{A+K} L\left(\frac{\mu \mathfrak{h}}{kT}\right) \frac{\mathfrak{h}^2 + K^2 - A^2}{4AK^2}\, d\mathfrak{h}. \qquad 1)$$

Hier bedeutet M die Magnetisierung der Masseneinheit, $M_\infty = N\mu$ die Summe aller N Momente μ der in der Masseneinheit befindlichen Magnetonen, d. h. die Sättigung, A das Molekularfeld. K geht für paramagnetische Medien in die äußere Feldstärke H über, μ ist das Moment eines Magnetons, T die absolute Temperatur, $k = 1{,}35 \cdot 10^{-16}$ die bekannte universelle Konstante und schließlich

$$L(a) = \operatorname{ctgh} a - \frac{1}{a} \qquad 2)$$

die Funktion, auf die schon LANGEVIN gekommen ist.

---

1) WILH. WEBER, Werke 3, 541, 1893.
2) R. GANS, Gött. Nachr. 1911, S. 1.
3) Ebenda, S. 17, Formel (52a).

Um aus 1) die spezifische Magnetisierungskonstante χ zu erhalten, hat man

$$\chi = \lim_{K=0} \frac{dM}{dK} \tag{3}$$

zu bilden und erhält nach einfacher Rechnung:

$$\chi = \frac{\mu^2 N}{3kT}\left[2\frac{L(x)}{x} + L'(x)\right], \tag{4}$$

wo

$$x = \frac{\mu A}{kT} \tag{5}$$

ist und $L'(x)$ den Differentialquotienten von $L(x)$ bedeutet.

Besser schreiben wir χ in der Form:

$$\chi = \chi_0\left[L(x) + \frac{x}{2}L'(x)\right], \tag{6}$$

wo

$$\chi_0 = \frac{2N\mu}{3A} \tag{7}$$

ist, und da

$$\lim_{x=\infty}\left[L(x) + \frac{x}{2}L'(x)\right] = 1 \tag{8}$$

ist, so stellt χ_0 die Magnetisierungskonstante beim absoluten Nullpunkt dar.

Setzen wir

$$L(x) + \frac{x}{2}L'(x) = F(x) \tag{9}$$

und führen die für den Körper charakteristische Temperatur

$$\theta = \frac{\mu A}{k} \tag{10}$$

ein, so wird schließlich

$$\chi = \chi_0 \cdot F\left(\frac{\theta}{T}\right). \tag{11}$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß die paramagnetischen Stoffe dem von Kamerlingh Onnes und Perrier [1]) formulierten Gesetz der korrespondierenden paramagnetischen Zustände folgen.

Die Funktion $F(x)$ läßt sich leicht mittels der von mir [2]) berechneten Tabellen für $L(x)$ und $L'(x)$ tabellarisch angeben (vgl. Tab. 1).

---

[1]) H. Kamerlingh Onnes u. A. Perrier, Onnes Comm. Leiden, Nr. 122a, 124a (mir unzugänglich).

[2]) R. Gans, Gött. Nachr. 1911, S. 45.

Tabelle 1.

$x = \frac{\theta}{T}$	$F(x)$	$\frac{1}{x} = \frac{T}{\theta}$	$\frac{1}{F(x)} = \frac{\chi_0}{\chi}$	$x = \frac{\theta}{T}$	$F(x)$	$\frac{1}{x} = \frac{T}{\theta}$	$\frac{1}{F(x)} = \frac{\chi_0}{\chi}$
0,0	0,0000	∞	∞	3	0,8232	0,333	1,214
0,1	0,0499	10	20,04	4	0,8731	0,250	1,146
0,2	0,0996	5	10,04	5	0,8996	0,200	1,111
0,3	0,1486	3,3333		6	0,9167	0,167	1,091
0,4	0,1965	2,5000		7	0,9285	0,143	1,077
0,5	0,2433	2,0000	4,111	8	0,9374	0,125	1,067
0,8	0,3738	1,2500	2,675	9	0,9442	0,111	1,059
1,0	0,4510	1,0000	2,217	10	0,9500	0,100	1,053
1,3	0,5504	0,769	1,817	20	0,9750	0,050	1,026
1,6	0,6307	0,625	1,586	40	0,9870	0,025	1,014
2,0	0,7113	0,500	1,406	∞	1,0000	0,000	1,000
2,5	0,7796	0,400	1,283				

Stellen wir $\frac{1}{F(x)}$ als Funktion von $\frac{1}{x}$ dar, so ergibt diese Abhängigkeit, entsprechend der OOSTERHUIS schen Darstellung, $\frac{\chi_0}{\chi}$ als Funktion von $\frac{T}{\theta}$ (vgl. d. Fig.).

Für hohe Temperaturen gilt, da $\lim\limits_{x=0} F(x) = \frac{x}{2} = \frac{\mu A}{2kT}$ ist,

$$\chi_\infty = \frac{N\mu^2}{3kT} \tag{12}$$

d. h. das CURIE sche Gesetz. Die Bestimmung der Konstanten erlaubt, das Moment μ eines Elementarmagneten zu berechnen, wie WEISS das getan hat. Die Bestimmung von θ ergibt dann das Molekularfeld A.

In zweiter Annäherung ergibt sich aus unserer Formel für hohe Temperaturen:

$$\chi = \frac{N\mu^2}{3k} \frac{\left(1 - \frac{\theta^3}{3T^2}\right)}{T} \tag{13}$$

d. h. es ist genähert

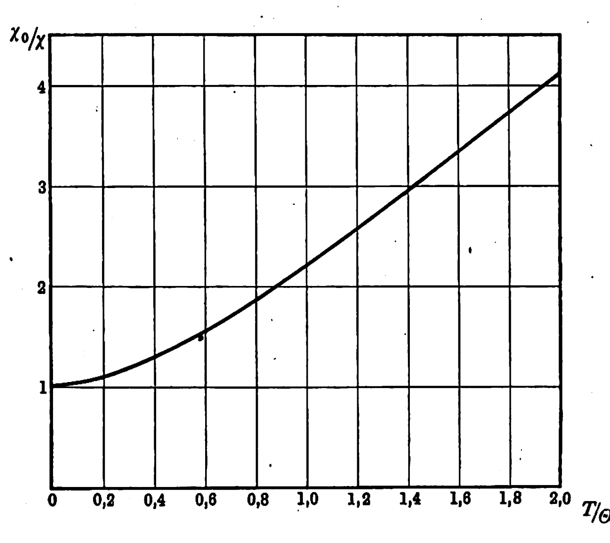
$$\chi\left(T + \frac{\Delta}{T}\right) = \text{Const} \tag{14}$$

und nicht die empirische Formel

$$\chi(T + \Delta) = \text{Const}, \tag{14'}$$

die OOSTERHUIS abzuleiten sucht.

4. Vergleich mit der Erfahrung. Wir führen den Vergleich mit der Erfahrung am kristallisierten und am wasserfreien Mangan-



sulfat aus, den einzigen beiden Stoffen, für die uns im Augenblick das Beobachtungsmaterial zur Verfügung steht.

Tabelle 2. Kristallisiertes Mangansulfat.

$\theta = 12{,}37;\ \chi_0 = 3094 \cdot 10^{-6}$

T	$\chi \cdot 10^6$ beob.	$\chi \cdot 10^6$ ber.	Fehler in Proz.	$\frac{T}{\theta}$	$\frac{\chi_0}{\chi}$ beob.	$\frac{\chi_0}{\chi}$ ber.
288,7	66,3	66,16	− 0,2	23,33	46,68	46,77
169,6	111,5	112,6	+ 1,0	13,71	27,76	27,48
77,4	247	246,8	− 0,1	6,255	12,53	12,54
70,5	270	270,5	+ 0,3	5,698	11,47	11,44
64,9	292	293,9	+ 0,6	5,244	10,59	10,53
20,1	914	911,6	− 0,3	1,625	3,386	3,395
17,8	1021	1020	− 0,1	1,438	3,031	3,035
14,4	1233	1232	− 0,1	1,163	2,510	2,512

Die Übereinstimmung läßt nichts zu wünschen übrig.

Die Konstanten θ und χ_0 sind in dieser Tabelle so gewählt, daß der Anschluß für alle Temperaturen einigermaßen gut erfolgt. Wir ziehen es jedoch vor, die berechnete Kurve mit der beob-

achteten bei hohen Temperaturen so gut wie möglich zur Deckung zu bringen auf die Gefahr hin, daß die Abweichungen für tiefe Temperaturen größer werden.

Tabelle 3. Wasserfreies Mangansulfat.

$\theta = 91{,}43;\ \chi_0 = 717{,}8 \cdot 10^{-6}$

T	$\chi \cdot 10^6$		Fehler in Proz.	$\frac{T}{\theta}$	$\frac{\chi_0}{\chi}$	
	beob.	ber.			beob.	ber.
293,9	87,8	80,37	— 8,5	4,438	8,175	8,930
169,6	144,2	137,7	— 4,5	2,562	4,977	5,212
77,4	274,8	284,3	+ 3,4	1,169	2,611	2,525
64,9	314,5	329,5	+ 4,8	0,9800	2,282	2,178
20,1	603	604,6	+ 0,3	0,3035	1,191	1,187
17,8	627	620,9	— 1,0	0,2687	1,145	1,156
14,4	636	643,3	+ 1,1	0,2175	1,128	1,116

So ergibt sich Tabelle 4, aus der man ersieht, daß unsere Formel für tiefere Temperaturen versagt. Hier hat also die Quantentheorie einzugreifen.

Tabelle 4. Wasserfreies Mangansulfat.

$\theta = 98{,}40;\ \chi_0 = 515{,}2 \cdot 10^{-6}$

T	$\chi \cdot 10^6$		Fehler in Proz.	$\frac{T}{\theta}$	$\frac{\chi_0}{\chi}$	
	beob.	ber.			beob.	ber.
293,9	87,8	84,80	— 3,4	2,986	5,868	6,075
169,6	144,2	143,7	— 0,3	1,724	3,573	3,583
77,4	274,8	280,5	+ 2,1	0,7865	1,875	1,837
64,9	314,5	315,7	+ 0,4	0,6595	1,639	1,632
20,1	603	468,4	— 22,7	0,2043	0,8545	1,10
17,8	627	477,1	— 24,0	0,1809	0,8217	1,08
14,4	636	479,2	— 24,6	0,1463	0,8100	1,075

Es sei noch erwähnt, daß wir das Molekularfeld A als konstant angenommen haben, während es in einfach ersichtlicher Weise von der Dichte der Substanz und somit von der Temperatur abhängen wird. Das wird bei festen Körpern kaum größere Korrekturen hervorrufen, wohl aber, wenn sich der Aggregatzustand ändert. Zur Diskussion dieser Frage soll Sauerstoff herangezogen

werden. Ebenfalls sollen die theoretischen Resultate KEESOMS [1]) einer Revision unterzogen werden.

5. Die Schlußfolgerungen. Im ganzen genommen ergibt sich, daß Tabelle 2 einen etwas besseren Anschluß an die Beobachtungen zeigt, als die analogen Rechnungen von OOSTERHUIS [2]), dagegen die Tabellen 3 und 4 einen schlechteren. Sicher kommt man mit der statistischen Mechanik aus bis herunter zu Temperaturen $\frac{T}{\theta} = 0{,}6$.

Warten wir ab, wie die Formel sich durch Einführung der Quantenhypothese verändern wird. Man sieht aus Tabelle 4, daß die berechneten χ-Werte für tiefe Temperaturen zu klein sind; das deutet darauf hin, daß die theoretisch angenommene Wärmebewegung dort zu groß ist, was ja auch den Verhältnissen der Äquipartition entspricht. Es ist demnach nicht unwahrscheinlich, daß die Rechnung nach der Quantentheorie hier Besserung schaffen wird.

Jedenfalls erscheint mir die Schlußfolgerung von OOSTERHUIS verfrüht, daß sich aus den Beobachtungen die Existenz der Nullpunktsenergie ergibt.

La Plata, Instituto de Física. 29. Juni 1914.

---

1) W. H. KEESOM, Phys. ZS. **15**, 8, 86, 1914.
2) E. OOSTERHUIS, Phys. ZS. **14**, 862, 1913.

Über die Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen in Gasen und Dämpfen;

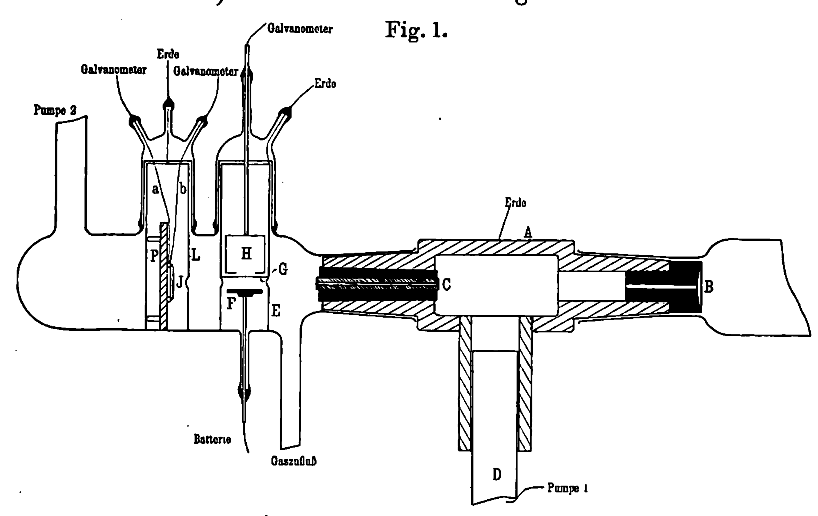
von H. Baerwald.

(Eingegangen am 29. Juli 1914.)

---

1. In früheren Mitteilungen[1]) berichtete ich über die von Kanalstrahlen an festen Körpern ausgelösten Sekundärstrahlen. Unter anderen Ergebnissen war insbesondere dies auffallend, daß die Menge der Sekundärstrahlung keine Abhängigkeit von der Natur der getroffenen Substanz aufwies. Dasselbe Resultat erhielt N. R. Campbell[2]) bei seinen Untersuchungen über die δ-Strahlen.

Fig. 1.



Das Folgende geht auf diesen Punkt noch einmal ein, nur handelt es sich hier um freie Atome, die für spezifische Verschiedenheiten feinere Reagenzien sind als die gebundenen.

2. Den Hauptteil der Versuchsanordnung gibt Fig. 1. Dem Entladungs- und Beobachtungsraum strömen die Gase getrennt zu und werden getrennt abgepumpt. Der Strahl durchsetzt nach Verlassen der 1,5 mm weiten Kapillare den geerdeten, mit dem

[1]) Ann. d. Phys. (4) **41**, 643, 1913; **42**, 1287, 1913.
[2]) Phil. Mag. (6) **22**, 276, 1911; **23**, 46, 1912.

Schutzring G versehenen Messingzylinder. An F liegt variable Spannung. Die zwischen F und G — Abstand 4 mm — vom Primärstrahl erzeugten Elektrizitätsmengen werden durch den Auffänger H dem Galvanometer zugeführt. Durch das in einem zweiten geerdeten Messingzylinder liegende Thermoelement I wird die Energie des Strahles meßbar. Seine Gesamtlänge beträgt etwa 5 cm. Im übrigen ist gegenüber den früheren Versuchsbedingungen alles unverändert.

3. Die Stromspannungskurven. Die Grundlage der Ionisationsmessungen bilden die Stromspannungskurven. An F liegt bis 100 Volt eine von 2 zu 2 Volt abschaltbare Batterie, von 100 bis 600 Volt eine Hochspannungsdynamo. Die Kurven zeigen den typischen Verlauf, bis etwa 40 Volt Anstieg, dann Sättigungsstadium. Indessen ist die Sättigung keine ganz vollständige; auch im Bereich von 40 bis 100 und mehr Volt zeigen die Kurven noch einen schwachen Anstieg, etwa 5 mm auf 10 cm Maximalausschlag, bei Wasserstoff ungefähr das Doppelte[1]). Die Geringfügigkeit des Anstiegs im Sättigungsstadium macht ihn für das Folgende belanglos.

4. Die Ionisations- und Energiekurven. Unter diesen verstehen wir die Darstellung der Beziehung zwischen der bei ± 100 Volt am Meßkondensator $F - G$ (Fig. 1) feststellbaren Ionisation und der Entladungsspannung einerseits, wie zwischen der Primärstrahlenergie und der Entladungsspannung andererseits. Um über den Charakter der Kurven, wie über die in ihrem Verlauf eintretenden Änderungen bei variierender chemischer Natur der aufeinander wirkenden Teilchen zu informieren, seien je zwei Beispiele für die Ionisations- und Energiekurven gegeben, erstere für den Fall, daß ein Wasserstoffstrahl in eine Wasserstoff- bzw. Stickstoffatmosphäre eindringt, letztere für den Fall, daß ein Wasserstoff- bzw. Stickstoffstrahl in Wasserstoff verläuft. Der allgemeine Charakter der Ionisationskurven (Fig. 2 A) ist der, daß zunehmender Primärstrahlgeschwindigkeit zunächst ein Anstieg entspricht, der später, nach einem Maximum bei einer Funkenspannung von 5 bis 6 mm, in einen raschen Abfall übergeht. Die Kurven der negativen Ionen liegen, wohl zum Teil

[1]) Neben den hierfür von Herrn Seeliger (Phys. ZS. 12, 839, 1911) diskutierten Gründen dürfte noch besonders auf die Diffusion hinzuweisen sein.

Fig. 2.

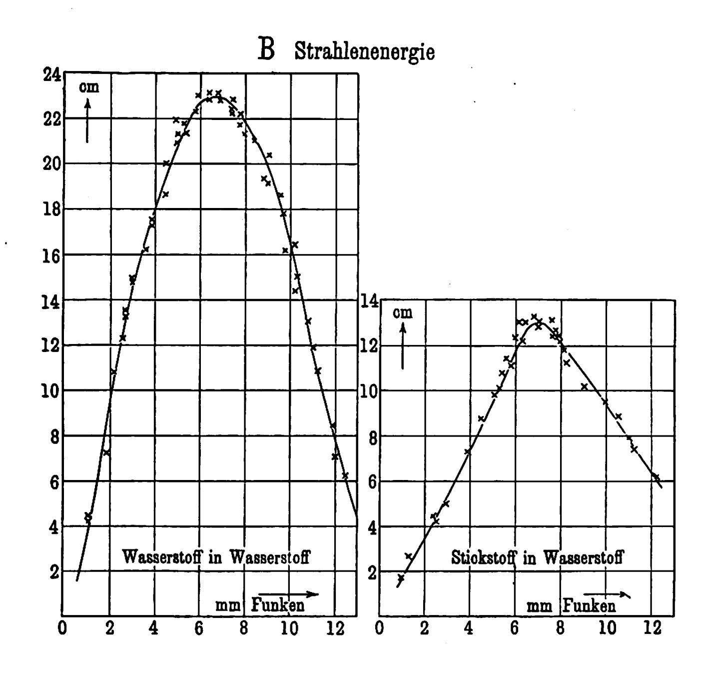
A Ionisation

$J_{-} = \bullet$
$J_{+} = \times$

Wasserstoff in Wasserstoff

Wasserstoff in Stickstoff

B Strahlenenergie



infolge der Verschiedenheit der Diffusionsgeschwindigkeiten, über denjenigen der positiven.

5. Der Verlauf der Energiekurven ist wesentlich der gleiche. (Fig. 2 B.) Die Wirkung auf das Thermoelement nimmt für jeden Strahl, gleichgültig, in welcher Atmosphäre er verläuft, mit der Funkenspannung zu, erreicht in derselben Lage, wie die Ionisationskurven, ein Maximum und fällt dann wieder ab. Die Gestalt der Energiekurve kann als Charakteristik des Entladungsrohres gelten; mit dem Wesen der Atomstrahlen hat sie nichts zu tun. Hier dient sie uns nur zu dem Schluß, daß die von einem Kanalstrahl in einer beliebigen artfremden Gasatmosphäre hervorgerufene Ionisation seiner Energie proportional ist[1]).

6. Die Maxima der Ionisationskurven geben in der folgenden Tabelle 1 ein Maß für die von einem Kanalstrahl in einer heterogenen Gasatmosphäre erzeugte Sekundärstrahlung. Die Zahlen sind auf gleiche Energie des Strahles am Orte des Thermoelementes bezogen und gelten, abgesehen vom Quecksilber- und Joddampf, für optimalen Druck[2]) im Beobachtungsraum. Sie bedeuten also die maximalen Galvanometerausschläge in den Kurven der positiven Träger (J_+) und negativen Träger bzw. freien Elektronen (J_-) und beziehen sich auf 100 cm Ausschlag am Thermoelement-Galvanometer[3]). Abgesehen von kleineren, innerhalb der Fehlergrenze der Versuche liegenden Schwankungen weisen die Werte

---

1) Eine ähnliche Untersuchung wurde mit gleichem Ergebnis schon in der früheren Arbeit (loc. cit. S. 653) durchgeführt. Die obige ist ihr gegenüber exakter. Herr Seeliger findet Unabhängigkeit der Ionisation von der Entladungsspannung. Der Widerspruch zwischen diesem Resultat und dem obigen wird durch die Verschiedenartigkeit der Versuchsbedingungen aufgehoben. In den letzteren ist der Beobachtungsraum vom Entladungsraum unabhängig, in den früheren dagegen nicht. Die Einregulierung auf höhere Spannung ist hier mit Druckabnahme im Beobachtungsraum verbunden, und da, wie Herr Seeliger nachweist, die Ionisation mit dem Druck abnimmt, so dürfte in dem Bereich der Untersuchung, bis 9 mm Funkenspannung, Kompensation der für die Ionisation maßgebenden Größen zustande gekommen sein.

2) Darunter ist der Druck verstanden, für welchen die Maxima der Ionisationskurven ihren Höchstwert erreichen. Die Ionisation nimmt zunächst mit dem Druck zu, um später wieder zu sinken. Jede Beobachtungsreihe ist bei optimalem Druck durchgeführt.

3) Die beobachteten Werte betragen nur etwa den fünften bis sechsten Teil der Tabellenwerte.

deutlich auf spezifische Wirkungen bei der Auslösung der Sekundärstrahlung hin. Wasserstoffstrahlen wirken stärker als Stickstoff- und Sauerstoffstrahlen auf sämtliche untersuchten ruhenden Atmosphären. Andererseits reagiert Stickstoff, Kohlensäure und Sauerstoff auf den bewegten Wasserstoff energischer als ruhender Wasserstoff. Ganz besonders stark ist die Sekundärstrahlung im Joddampf, gegenüber den anderen Fällen von fast anderer Größenordnung[1]).

Tabelle 1.

Atmosphären	Strahlen								
	Wasserstoff			Sauerstoff			Stickstoff		
	J_+	J_-	$\frac{J_-}{J_+}$	J_+	J_-	$\frac{J_-}{J_+}$	J_+	J_-	$\frac{J_-}{J_+}$
Wasserstoff	56,5	69,6	1,23	37,0	47,0	1,27	46,2	63,1	1,37
Sauerstoff	74,9	81,6	1,09	18,7	25,7	1,38	38,4	50,0	1,30
Stickstoff	106,5	120,5	1,13	22,6	33,1	1,46	40,7	53,8	1,32
Kohlensäure	78,0	80,0	1,03	33,4	45,0	1,35	—	—	—
Neon-Helium[2])	39,8	51,7	1,30	26,7	33,0	1,24	—	—	—
Quecksilber	70,4	78,3	1,11	61,0	70,8	1,18	—	—	—
Jod	239	715	2,99	121	460	3,80	—	—	—

7. Über die Beziehung der Sekundärstrahlung zur Lichtemission. Gleichzeitig mit den elektrischen Messungen wurden photometrische Beobachtungen angestellt und, ohne auf spektrale Zerlegung oder die Trennung ruhender und bewegter Intensität einzugehen, zunächst nur die Gesamtemission in ihrer Abhängigkeit von der Strahlenergie geprüft[3]). Eine mit Widerstand regulierbare und mit Präzisionsamperemeter auf Konstanz geprüfte 4-Voltlampe beleuchtete eine Mattscheibe. Von deren Flächenhelligkeit schnitt ein schwarzer Karton ein dem Kanalstrahl ähnliches Stück heraus, das eine Linse auf einer zweiten Mattscheibe abbildete. Um auf den Intensitätsbereich des Strahles

[1]) Eine Beziehung zu elektrochemischen Eigenschaften oder den Atomgewichten, wie es bei den metallhaltigen Flammen der Fall ist, läßt sich aus dem Obigen nicht erkennen.

[2]) Diese Gasmischung: Ne : He = 3 : 1, verdanke ich dem Entgegenkommen der elektrochemischen Fabrik Griesheim-Elektron.

[3]) Diese Abhängigkeit ist qualitativ längst bekannt, hier interessiert nur ihre quantitative Fassung.

zu kommen, wurden einige Schleierstücke in den Strahlengang gehängt. Das Photometrieren bestand im Einregulieren der Lampe bis zu gleicher Flächenhelligkeit von Strahl und dicht unter ihm erscheinenden Bild, Ablesung der Stromstärke und nachheriger Eichung mit dem WEBERschen Photometer und der Einheitslampe in Form einer Kurve, welche die Lichtintensitäten den Lampenstromstärken zuordnet. Tabelle 2 zeigt eine typische Messung. Die Zahlen sind Relativwerte, bezogen auf die Maximalintensität = 10. Die Abhängigkeit der Leuchtintensität von der Entladungsspannung ist die gleiche wie die der Ionisation. Folglich stehen beide auch zur Strahlenergie in derselben Beziehung, d. h. die durch einen Kanalstrahl in einer beliebigen heterogenen Atmosphäre erzeugte Ionisation ist der damit verbundenen Lichtemission proportional[1]).

Tabelle 2.

Bereich (mm Funken)	Leucht-intensität (relativ)	Bereich (mm Funken)	Leucht-intensität (relativ)	Bereich (mm Funken)	Leucht-intensität (relativ)
0—1	0	5— 6	10,0	10—11	6,6
1—2	1,9	6— 7	9,0	11—12	5,1
2—3	3,8	7— 8	8,9	12—13	4,3
3—4	7,2	8— 9	8,7	13—14	3,5
4—5	10,0	9—10	7,0		

8. Die Parallelität zwischen Ionisation und Leuchtintensität findet auch darin ihren Ausdruck, daß die in jener vorkommenden Fälle spezifischer Wirkung sich bei der Lichtemission wiederfinden[2]). Tabelle 3 gibt den Ausdruck: Q bedeutet die maximale Ionisation in dem betreffenden Gase, bezogen auf diejenige in Wasserstoff,

---

[1]) Von der Chlorflamme (J. FRANCK u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 328, 1911) her ist bekannt, daß eine solche Parallelität zwischen Ionisation und Leuchten mindestens nicht allgemein ist. Indessen dürften die Grundtatsachen bei den wohl definierten Vorgängen im Kanalstrahl klarer zutage treten, als bei den in der Flamme herrschenden Komplikationen.

[2]) Herr WILSAR [Ann. d. Phys. (4) **39**, 1307, 1912] hat die spezifischen Fälle des Anregens zum Leuchten durch Kanalstrahlen zuerst beobachtet. Seine Resultate finden in den obigen Messungen volle Bestätigung, die dabei aufgeworfenen Fragen weitergehende Beantwortung.

L die gleichfalls auf Wasserstoff bezogene Lichtemission. Wasserstoffstrahlen erregen stets helleres Leuchten als Stickstoffstrahlen und diese wieder etwas helleres als Sauerstoffstrahlen. Das Leuchten eines Wasserstoffstrahles in Stickstoff ist stärker als das in Wasserstoff. Stets gehen die spezifischen Fälle der Ionisation denen der Lichtemission parallel.

Tabelle 3.

Atmosphären	Strahlen					
	Wasserstoff		Sauerstoff		Stickstoff	
	Q	L	Q	L	Q	L
Wasserstoff	1,00	1,0	0,67	0,7	0,90	1,0
Sauerstoff	1,17	1,3	0,37	0,5	0,72	0,8
Stickstoff	1,72	1,9	0,47	0,5	0,77	0,9
Kohlensäure	1,14	1,1	0,64	0,7	—	—
Neon-Helium	0,74	0,8	0,47	0,6	—	—
Quecksilber	1.12	1,2	1,01	1,0	—	—
Jod	10,25	6,5	6,59	2,7	—	—

9. Besonders sei auch hier, wie in Nr. 6, auf den Joddampf hingewiesen. Das Leuchten des Strahles in ihm erreicht eine abnorme Stärke, ganz so, wie es bei der Sekundärstrahlung der Fall ist. Dabei ist der leuchtende Strahl durch die geringsten Feldstärken des Meßkondensators beeinflußbar und zwar so, daß er nach der positiven Seite ausbiegt. Hinter dem Kondensator setzt sich der leuchtende Strahl ohne weitere Beeinflussung fort. Die am Thermoelement meßbare Intensität bleibt dabei ungeändert. Versuche, bei welchen der Strahl zwischen zwei in 1 cm Abstand befindlichen Netzelektroden verlief, zeigten wahrnehmbare Beeinflussung bis 4 Volt/cm herab. Das diffuse Leuchten in der Umgebung der positiven Elektrode bildet sehr deutlich den Kraftlinienverlauf mit seinen Randausbauchungen ab. Durch die Maschen des Netzes drang dagegen kein Leuchten, was bei Atomstrahlen hätte geschehen müssen. Fig. 3 A zeigt die Erscheinung im Meßkondensator der Fig. 1, Fig. 3 B die zwischen den Netzelektroden.

10. Nun weist Tab. 1 für Jod ein abnormes Überwiegen negativer Elektrizitätsmengen über die positiven nach. Der Quotient

$\frac{J_-}{J_+}$ liegt hier zwischen 3 und 4, während er sonst den Wert 1,0 bis 1,5 hat. Es spricht alles dafür, daß das Leuchten in Jod durch die massenhaft vorhandenen freien Elektronen bedingt ist. Die Tatsache, daß hier das Leuchten zum Teil gar nicht mehr am Orte des Strahles, sondern mehr in der Nähe der positiven Elektrode zustande kommt, veranlaßt zur Annahme, daß es sich um die Lichterregung durch langsame Kathodenstrahlen handelt.

In den übrigen Fällen leuchtender Kanalstrahlen haben wir es nicht mit einem derartigen Überschuß freier Elektronen zu tun, die Rekombination ist eine rasche, und der leuchtende Strahl bleibt durch geringe Feldstärken unbeeinflußt. Der Mechanismus

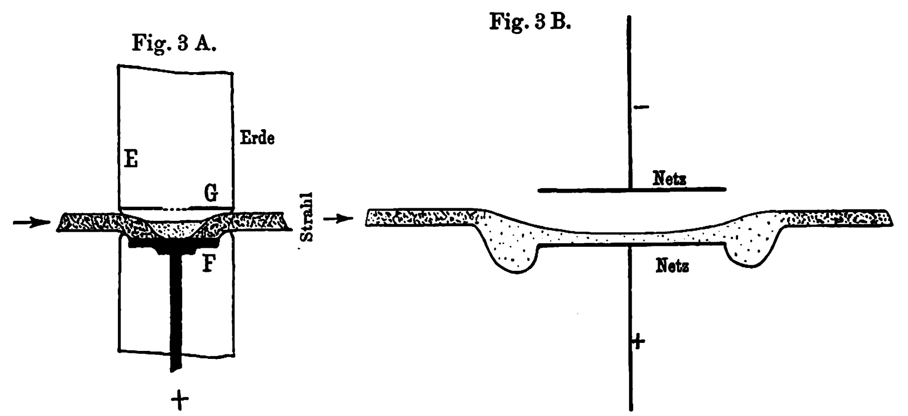


Fig. 3 A. Fig. 3 B.

des Leuchtens dürfte aber in allen Fällen der gleiche sein, d. h. ein solcher, wie ihn die Erscheinungen im Joddampf nachweisen. Sekundärstrahlung und Leuchten sind eng miteinander verbunden, letzteres wird durch erstere bedingt. Darauf weist auch der Parallelismus zwischen beiden hin.

11. Kürzlich haben die Herren FRANCK und HERTZ in einer schönen Untersuchung [1]) den Zusammenhang von Ionisation und Lichtemission durch den Nachweis ihres gemeinsamen ersten Auftretens bewiesen, wenn die erregenden Elektronen den Schwellenwert der für die Auslösung von Sekundärstrahlung nötigen Geschwindigkeit überschritten haben. Dabei wird mehr der Standpunkt vertreten, daß die Primärstrahlenergie sich teile und gleich-

[1]) J. FRANCK u. G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 457, 512, 1914.

zeitig in Ionisation und Lichtemission sich wiederfinde. Dies würde ein mehr zufälliges, durch keinen inneren Mechanismus verbundenes Nebeneinander beider Vorgänge bedeuten. Indessen legen die hier mitgeteilten, besonders auch bei Joddampf beobachteten Erscheinungen die Auffassung nahe — und ihr fügen sich auch die Versuche der Herren FRANCK und HERTZ — daß Sekundärstrahlung und Leuchten enger verbunden seien, als durch bloße Unterteilung der Primärstrahlenergie, daß vielmehr die von ihr ausgelöste Sekundärstrahlung, d. h. also die langsame Kathodenstrahlung es ist, welche in allen Fällen — auch im Kanalstrahl — das Leuchten hervorruft[1]).

Zusammenfassung.

1. Die von Kanalstrahlen in Gasen und Dämpfen erzeugte Sekundärstrahlungsmenge ist der Primärstrahlenergie proportional.

2. Die Menge der von einem Kanalstrahl in verschiedenen Gasen ausgelösten Sekundärstrahlung weist auf spezifische, in der Natur der Teilchen gelegene Wirkungen hin.

---

[1]) Bei dieser Auffassung wäre noch nach dem Einfluß variierender Anfangsgeschwindigkeiten der Sekundärstrahlung zu fragen. In der oben erwähnten Untersuchung (Ann. d. Phys. (4) **41**, 643, 1913) über die Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen bei festen Körpern fand ich, daß mit wachsender Primärstrahlgeschwindigkeit die höchsten Geschwindigkeiten der Sekundärstrahlung im Bereich von etwa 5 bis 30 Volt ansteigen. Rechnen wir mit einem Geschwindigkeitsverlust von 3 bis 5 Volt, der durch die Beeinflussung der Nachbaratome beim Austritt des Elektrons aus dem getroffenen Metallatom zustande kommt, so erhalten wir für die höchsten Anfangsgeschwindigkeiten bei den freien Atomen der Gase und Dämpfe 30 bis 35 Volt. Nun hat andererseits Herr RAU (Ber. Phys.-Med. Ges. Würzburg, Febr. 1914) kürzlich gefunden, daß die Emission eines Gases oberhalb seiner Ionisierungsspannung im langwelligen Teil des Spektrums beginnt und bei wachsender Geschwindigkeit der erregenden Elektronen die Glieder kürzerer Wellenlänge hinzutreten, und zwar geschieht dies z. B. bei Helium in einem Geschwindigkeitsbereich von 29,5 bis 33,2 Volt, bei Wasserstoff und Sauerstoff in niedrigeren Bereichen. Sind also auch bei Kanalstrahlen die Sekundärstrahlen die Vermittler des Leuchtens, so wäre angesichts der Tatsache, daß sich bei höherer Spannung auch die Geschwindigkeitsverteilung der Primär- wie der Sekundärstrahlen nach höheren Werten hin verschiebt, zu erwarten, daß gleichzeitig die höheren Serienglieder in der Emission stärker betont werden. Tatsächlich ist derartiges von STARK (Ann. d. Phys. (4) **21**, 435, 1906) beobachtet, wenn auch im Sinne des Verschiebungsgesetzes der schwarzen Strahlung gedeutet worden. PASCHEN (Ann. d. Phys. (4) **23**, 247, 1907), LUNKENHEIMER (ebenda **36**, 134, 1911), VEGARD (ebenda **39**, 111, 1912) wandten sich dagegen, doch kann die Frage durch die bisherige Diskussion noch nicht als völlig geklärt gelten.

*

3. Die Lichtemission eines Kanalstrahles zeigt dasselbe Verhalten wie die von ihm hervorgerufene Sekundärstrahlung: sie ist ebenfalls seiner Energie proportional und weist dieselben spezifischen Verschiedenheiten in verschiedenen Atmosphären auf wie jene.

4. Die Leuchteigenschaften des von Kanalstrahlen angeregten Joddampfes, wie die Sekundärstrahlung in ihm, deuten den Parallelismus zwischen beiden Größen näher. Es wird die Annahme vertreten, daß die vom Primärstrahl erzeugte Sekundärstrahlung das Leuchten bedingt.

Darmstadt, Phys. Institut d. Techn. Hochschule, 28. Juli, 1914.

Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen;

von J. Würschmidt.

(Dritte Mitteilung.)

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen.

(Eingegangen am 1. August 1914.)

Die früher an dieser Stelle [1]) mitgeteilten Versuche hatten ein merkwürdiges Verhalten des Wismutamalgams von der Zusammensetzung Bi Hg ergeben: bei der Erwärmung dehnt es sich bis etwa 70° aus, von da ab kontrahiert es sich, zuerst ziemlich stark, dann weniger, dann aber in der Nähe seines Schmelzpunktes wieder sehr stark. Das Maximum der Kontraktion beim Schmelzpunkt wurde nach dem bekannten Verhalten des reinen Wismuts erwartet, daß aber die Kontraktion schon bei 75° begann, erinnerte an die eigentümlichen, von E. WIEDEMANN [2]) an dem ROSEschen und LIPOWITZschen Metall beobachteten Erscheinungen, bei denen ebenfalls Kontraktionen unterhalb des Schmelzpunktes, ferner auch Umlagerungen bei konstanter Temperatur auftreten.

Dieses eigentümliche Verhalten der Wismutamalgame bei der Erwärmung wurde eingehender untersucht; es seien in folgendem nur die Resultate der Untersuchungen zusammengefaßt [3]).

1. Untersuchung von Bi Hg.

Wurde das Amalgam nach seiner Herstellung auf Zimmertemperatur abgekühlt und dann erwärmt, so ergab sich entsprechend den früheren Beobachtungen eine Ausdehnung mit steigender Temperatur bis zu 75°; von da ab begann das Amalgam sich stark zu kontrahieren. Diese Kontraktion dauerte bis über den Schmelzpunkt hinaus an, so daß das Amalgam oberhalb 130° und somit auch in flüssigem Zustand ein kleineres Volumen besitzt

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1027, 1913.

[2]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 3, 237, 1878.

[3]) Es geschieht dies mit Rücksicht auf einen Wunsch des Herrn Redakteurs der „Verhandlungen", um die Arbeit nicht allzu umfangreich werden zu lassen.

als bei 16°. Beim zweiten Versuch dagegen zeigt das Amalgam ein durchaus anderes Verhalten: das Maximum des Volumens wird bei etwa 95° erreicht, dann beginnt eine ganz geringe Kontraktion, bis das Volumen bei etwa 150° gleich dem ursprünglichen bei 50° geworden ist. Beim dritten Versuch endlich liegt das Maximum bei 100°, dann tritt eine kleine Kontraktion ein, hierauf wieder eine Ausdehnung bis zu einem zweiten Maximum bei etwa 175°. Von da an bis 222° tritt wieder Kontraktion ein, der dann eine beträchtliche Ausdehnung bei höheren Temperaturen folgt[1]).

Es lag nahe, das verschiedene Verhalten des Wismutamalgams zurückzuführen auf zeitliche Änderungen des Volumens, die bei konstanter Temperatur vor sich gehen, ähnlich wie dies bei den früher untersuchten Zinkamalgamen mit Erfolg geschehen ist. Hielt man die Temperatur längere Zeit konstant, so ergaben sich jedoch dabei keine merklichen Volumenänderungen; kleine auftretende Änderungen sind, wie besondere Versuche zeigten, auf Schwankungen der Außentemperatur zurückzuführen. Das Amalgam wurde zunächst bei 157° längere Zeit konstant gehalten, ohne daß eine Änderung des Volumens eintrat, dann ebenso bei einer Reihe von anderen (tieferen) Temperaturen mit dem gleichen Resultat. Die Gesamtdauer des Versuches betrug sieben Tage.

Da sich somit keine zeitlichen Änderungen bei konstanter Temperatur ergaben, wurde die Volumenkurve bei der Erwärmung nochmals wiederholt aufgenommen, nachdem das Dilatometer mit neuem BiHg gefüllt worden war.

Es ergab sich wieder das Resultat: Zuerst tritt ein Maximum des Volumens bei etwa 75° auf, bei den folgenden Erwärmungen rückt dieses Maximum zu etwas höheren Temperaturen und ist weniger scharf ausgeprägt.

2. Untersuchung von Wismut.

E. Cohen und A. L. Th. Moesveld beschäftigten sich in einer kürzlich erschienenen Arbeit[2]) mit der Enantiotropie des Wismuts

[1]) Bei diesen und den folgenden Betrachtungen ist von der Korrektion, die die Ausdehnung des Öles mit sich bringt, abgesehen. Bei ihrer Berücksichtigung würden vor allem die eintretenden Kontraktionen stärker ausgeprägt werden.

[2]) E. Cohen und A. L. Th. Moesveld, ZS. f. phys. Chem. 85, 419, 1913.

und gelangten auf Grund ihrer Untersuchungen zu folgenden Resultaten, die zunächst kurz zusammengefaßt seien. Wismut ist imstande, zwei allotrope Modifikationen zu bilden, der Umwandlungspunkt bei Atmosphärendruck liegt bei 75°. Die Untersuchung wurde zunächst dilatometrisch vorgenommen, indem ober- und unterhalb 75° bei verschiedenen konstanten Temperaturen beobachtet wurde, ob im Laufe der Zeit eine Volumenänderung eintritt. Es ergab sich oberhalb 75° stets eine Volumenzunahme, unterhalb 75° eine Abnahme. Die weitere, pyknometrische Untersuchung ergab ganz merkwürdige Resultate. Bei einem von KAHLBAUM-Berlin bezogenen Präparat trat die erwartete Umwandlung nicht ein, obwohl sich die Präparate „nicht weniger als 70° oberhalb ihres Umwandlungspunktes befinden und die Möglichkeit einer derartigen Überschreitung oberhalb einer Umwandlungstemperatur bei enantiotropen Stoffen bisher nicht bekannt ist". Dagegen wird die Umwandlung von der einen in die andere Modifikation durch Zusatz eines Elektrolyten beschleunigt, falls dafür gesorgt ist, daß fein zerteiltes Metall zugegen ist.

Die oben beschriebenen Versuche scheinen nun darauf hinzuweisen, daß eine Umwandlung des Bi im Amalgam bei etwa 75° vor sich geht; um diese Verhältnisse klar zu stellen, wurde reines Wismut (bezogen von MERCK-Darmstadt) eingehender untersucht; es schien vor allem wichtig, zu sehen, ob bei diesem in der Nähe von 75° irgend welche Unregelmäßigkeiten in der Ausdehnung bei der Erwärmung vor sich gehen, dann aber sollte das Verhalten des reinen Metalles in der Nähe des Schmelzpunktes näher untersucht werden.

Bekannt ist die Tatsache, daß das Wismut sich beim Übergang vom flüssigen zum festen Zustand beträchtlich ausdehnt, so daß die Dichte des flüssigen Metalles größer als die des festen ist[1]). Genauere Versuche hierüber sind in der früher erwähnten Arbeit von TOEPLER[2]) mitgeteilt. Die beigegebene Figur und die Tabellen lassen sowohl die Volumenverminderung beim Schmelzen als auch die Tatsache erkennen, daß flüssiges Wismut einen unverhältnismäßig größeren Ausdehnungskoeffizienten besitzt als festes. TOEPLER gibt jedoch gerade in dem kritischen Temperaturintervall, in dem das Metall schmilzt (bei Versuch 1 zwischen

---

1) ABEGGS Handbuch d. anorg. Chem. III, 3, S. 643.
2) M. TOEPLER, Wied. Ann. 53, 350, 1894.

249,5 und 277°, bei Versuch 2 zwischen 258,5 und 284°) keine Volumenwerte an, ebenso ist der Verlauf des allmählichen Erstarrens bei der Abkühlung nicht weiter verfolgt.

Auf die Tatsache endlich, daß das geschmolzene Metall leicht Unterkühlungserscheinungen zu zeigen scheint, so daß sein Erstarrungspunkt bedeutend niedriger als sein Schmelzpunkt liegt, macht ABEGG[1]) aufmerksam.

Über einige Versuche mit reinem Wismut habe ich schon in der zweiten Mitteilung berichtet. Die dort angewandte Vorsichtsmaßregel, nämlich das Metall nicht die Wände des Dilatometers berühren zu lassen, um ein Zersprengen bei der Abkühlung zu vermeiden, erwies sich als unnötig, wenn man die Dilatometer aus gut gekühltem Glase herstellte. Es konnte so mit der gleichen Füllung eine größere Reihe von Versuchen hintereinander angestellt werden. Ferner wurde die Kapillare ohne Schliff direkt an das Dilatometer angesetzt, wodurch eine der möglichen Fehlerquellen, eine Undichtigkeit des Schliffes, ganz vermieden wurde.

Der Versuch ergab, daß der Ausdehnungskoeffizient des reinen Wismuts von Zimmertemperatur bis 205° so gut wie konstant ist, hierauf wächst er bis zu einem Maximum bei 247°, nimmt dann wieder ab, wird bei 272,5° negativ, erreicht den kleinsten negativen Wert bei 280°, um bei 286° wieder positiv zu wachsen. Von 293° an ist der Ausdehnungskoeffizient wieder konstant, und zwar bedeutend größer als für das feste Metall.

Bei der Abkühlung beginnt die den Übergang vom flüssigen in den festen Zustand begleitende Ausdehnung bei 251° und dauert an, bis die Temperatur 245° erreicht ist.

Es ist somit zunächst gezeigt:

1. Das zu dem Versuch verwandte reine Wismut zeigt in der Nähe des von COHEN und MOESVELD gefundenen Umwandlungspunktes keinerlei Unregelmäßigkeiten im Ausdehnungskoeffizienten; es besteht hier somit sowohl oberhalb als auch unterhalb dieser Temperatur die gleiche Modifikation.

2. Die beim Schmelzen von Wismut auftretende Kontraktion ist keine sprungweise, sondern eine kontinuierliche, ähnlich wie die bei anderen Metallen, wie Zinn, beim Schmelzen beobachtete Volumenzunahme.

---

[1]) ABEGGS Handbuch d. anorg. Chem., a. a. O.

3. Die beim Abkühlen eintretende Unterkühlung des flüssigen Wismuts tritt in der Abhängigkeit des Volumens von der Temperatur deutlich hervor, indem die Erstarrung und die damit verbundene Ausdehnung bei bedeutend tieferer Temperatur eintritt als das Schmelzen.

Die Gesamtkontraktion beim Schmelzen betrug 118 Skt., die Ausdehnung beim Erstarren 85 Skt. Bei einer Wiederholung des Erwärmungsversuches betrug die Kontraktion, die zwischen 277 und 285° eintrat, nur 40 Skt., während die hierauf gemessene Ausdehnung bei der Abkühlung (258 bis 247°) 163 Skt. betrug. Es schien deshalb von Wichtigkeit, zu untersuchen, wodurch diese Verschiedenheiten bedingt sind; vor allem sollte auch untersucht werden, ob die Abkühlungsgeschwindigkeit hierauf irgendwie von Einfluß ist.

Zu diesem Zwecke wurde eine große Reihe von Versuchen angestellt unter den verschiedensten Bedingungen, aber mit dem gleichen Material, auf deren Wiedergabe im einzelnen verzichtet werden soll, da die Zahlen doch nur relativen Wert haben. Die Resultate seien in folgendem kurz zusammengefaßt.

1. Der Ausdehnungskoeffizient zwischen Zimmertemperatur und etwa 200° ist, ganz unabhängig von der Vorgeschichte, der langsameren oder rascheren Abkühlung, konstant.

2. Erwärmt man von Zimmertemperatur auf eine beliebige Temperatur oberhalb oder unterhalb des Schmelzpunktes und kühlt wieder bis zur ursprünglichen Temperatur ab, so wird das gleiche Volumen wieder erreicht.

3. Beim Schmelzen tritt eine kontinuierlich verlaufende Kontraktion ein, deren Größe starken Schwankungen unterworfen ist. Das gleiche gilt, wenn auch in geringerem Maße, für die beim Erstarren eintretende Volumenvergrößerung.

Die Kontraktion ist im allgemeinen um so größer, je niedriger die Temperatur ist, bei der sie einsetzt. Bei welcher Temperatur dies eintritt, ist innerhalb der angegebenen Grenzen zufällig. Ebenso verhält sich die Ausdehnung beim Erstarren; die Unterkühlung kann bei dem einen Versuch zu tieferer Temperatur fortschreiten als bei dem anderen, dann wird die Ausdehnung kleiner sein. Durch äußere Anlässe, etwa durch eine geringe dem Dilatometer erteilte Erschütterung, kann die Unterkühlung aufgehoben und der Erstarrungsprozeß eingeleitet werden. Tritt die

Erstarrung nur wenig unterhalb des Schmelzpunktes ein, so zeigt sich eine bedeutende Ausdehnung, ist aber die Unterkühlung groß, so folgt der Ausdehnung beim Erstarren sofort eine Kontraktion infolge der Abkühlung von der Schmelztemperatur, die die Substanz bei Aufhebung der Unterkühlung annimmt, auf die Unterkühlungstemperatur; die meßbare Ausdehnung ist somit als Differenz der Erstarrungsausdehnung und darauffolgender Kontraktion kleiner als im ersten Falle.

Es läge nahe, auch die Erscheinungen beim Schmelzen entsprechend zu deuten, d. h. anzunehmen, daß das feste Metall sich über seinen Schmelzpunkt erhitzen läßt, ohne flüssig zu werden, ebenso wie es möglich ist, eine Flüssigkeit zu überhitzen, ohne daß sie sich in Dampf verwandelt. Nach W. Ostwald[1]) muß diese Möglichkeit prinzipiell unbedingt zugegeben werden; jedoch wurde das wirkliche Auftreten dieser Erscheinung nie beobachtet, so daß W. Nernst[2]) schreiben kann, daß „ein fester Körper bei seiner Schmelztemperatur unter allen Umständen flüssige Form annimmt“.

Bei Körpern, die sich beim Schmelzen ausdehnen, wurden keine derartigen Verschiedenheiten in der Größe der Volumenzunahme beim Schmelzen gefunden; dies rührt wohl daher, daß die flüssig werdenden Teile bei ihrer Ausdehnung sofort das Öl und damit den Quecksilberfaden verschieben, besonders da sie infolge ihrer geringeren Dichte die Tendenz haben, in die Höhe zu steigen. Beim Wismut aber liegt die Sache anders. Die flüssig werdenden Teile kontrahieren sich stark, so daß sich unter Umständen Hohlräume bilden, die dann von dem sich bei weiterer Erwärmung stark ausdehnenden flüssigen Metall wieder ausgefüllt werden. In diesen Fällen wird die Kontraktion einerseits nur schwach ausgeprägt sein, andererseits erst bei etwas höheren Temperaturen bemerkbar werden.

3. Untersuchung verschiedener Wismutamalgame.

Die bisherigen Versuche haben ergeben, daß bei dem von mir untersuchten Wismut jedenfalls nur eine Modifikation auftritt und daß auch durch Schmelzen nicht ein Übergang in eine

---

[1]) W. Ostwald, Lehrbuch d. allgem. Chemie I, S. 994, 1891.
[2]) W. Nernst, Theoretische Chemie, S. 334, 1909.

zweite Modifikation eintritt. Da jedoch bei dem oben untersuchten Wismutamalgam zwei ganz verschiedene Ausdehnungskurven erhalten waren, so lag die Vermutung nahe, daß man es bei dem mit Quecksilber gemischten Wismut doch mit zwei Modifikationen zu tun habe, besonders da auch die Temperatur, bei der sich die Verschiedenheiten in der Ausdehnung geltend machen, gerade 75° ist. Deshalb schien es wünschenswert, dieses Verhalten der Wismutamalgame noch eingehender zu untersuchen und die Bedingungen festzustellen, unter denen die eine oder die andere Form der Ausdehnungskurve auftritt.

a) Versuchsergebnisse.

Zunächst wurden Amalgame mit wenig Quecksilbergehalt untersucht. Es ergab sich z. B. bei einem Amalgam von der Zusammensetzung Bi_5Hg ganz ebenso wie früher bei BiHg bei der ersten Erwärmung eine Volumenabnahme, die bei 76° begann und bis 92° andauerte und sehr stark ausgeprägt war. Da bei dem Versuch das Glas zersprang, wurde das Amalgam vor dem nächsten Versuch einmal im Dilatometer selbst geschmolzen, um dessen Güte zu prüfen, dann auf Zimmertemperatur abgekühlt. Diesmal trat die Abkühlung des Volumens zwischen 101 und 105° auf und war viel kleiner. Eine zweite Volumenabnahme wurde bei weiterer Erwärmung zwischen 232 und 255° beobachtet. Bei nochmaliger Erwärmung verschwand die erste Kontraktion vollständig; sie war nur noch durch ein Kleinerwerden des mittleren Ausdehnungskoeffizienten angedeutet. Die zweite Kontraktion trat bei 249° auf[1].

---

[1]) Über eine bei diesen Versuchen beobachtete Nebenerscheinung sei hier gleichfalls berichtet. Von etwa 120° an trat nämlich eine lebhafte Entwickelung von Blasen aus dem Amalgam auf und gleichzeitig eine Trübung des Öles. Das Öl zeigt dann deutlich das Tyndallphänomen, das bei dem reinen Öl gar nicht oder nur ganz schwach vorhanden ist. Schmilzt man das Metall nochmals unter neuem Öl, so ist die Trübung viel weniger intensiv. Die Teilchen sind so groß, daß sie mit dem bloßen Auge deutlich wahrgenommen werden; nach längerem Stehenlassen sinken sie teilweise zu Boden.

Auch bei anderen Legierungen tritt diese Erscheinung mehr oder minder stark auf; so zeigt Bi und Sn beim Zusammenschmelzen eine sehr starke Trübung des Öles, Bi und Zn, Bi und Pb, Pb und Sn, endlich Roseсches Metall eine schwache Trübung.

Um eine etwaige Beeinflussung der Ausdehnungskurve durch diese Erscheinung zu vermeiden, wurde nun das Metall im Dilatometer mehrmals bis weit über seinen Schmelzpunkt unter Öl erhitzt und dies so lange wieder-

Um den Gang der Kurven und die im Laufe des mehrmaligen Schmelzens sich hierbei vollziehenden Änderungen noch deutlicher hervortreten zu lassen, wurde ein Teil des über dem Amalgam gelagerten Öles durch Quecksilber ersetzt und dieses dann im Dilatometer selbst mit dem vorigen Amalgam zusammengeschmolzen. Es wurde so die Menge des nötigen Paraffinöles, dessen Ausdehnungskurve sich über die des Amalgams lagert, bedeutend verringert.

Mit diesem Amalgam wurde eine große Reihe von Versuchen (im ganzen 23) unter den verschiedensten Bedingungen angestellt; aus den 17 ersten Versuchen geht hervor, daß das anfänglich bei etwa 80° auftretende Minimum des Ausdehnungskoeffizienten nach der siebenten Erwärmung verschwunden ist, ferner daß die Kontraktion zuerst bei 190° eintritt, dann bei höherer Temperatur, endlich, nach etwa fünf Erwärmungen, bei etwa 235°. Für die Größe der Kontraktion schwanken die Werte beträchtlich; es gilt hier das bei reinem Wismut Bemerkte.

Der Anfangszustand des Amalgams konnte vollständig wiederhergestellt werden, wenn es nochmals bis zum Sieden erhitzt wurde, was außerhalb des elektrischen Ofens, jedoch im Dilatometer selbst vorgenommen wurde.

18. Versuch. Nachdem sich das Amalgam auf 90° abgekühlt hatte, wurde wieder erwärmt; dabei trat zunächst eine starke Kontraktion ein, die bis 186° andauerte, hierauf dehnte sich das Amalgam sehr stark aus.

19. Versuch. Bei 269° wurde Versuch 18 abgebrochen und das Verhalten des Amalgams bei der Abkühlung untersucht. Bis 155° nahm sein Volumen mit abnehmender Temperatur ab, dann begann es sich auszudehnen, um ein Maximum des Volumens bei 74° zu erreichen. Hierauf trat bis zur Abkühlung auf Zimmertemperatur wieder eine Abnahme des Volumens mit sinkender Temperatur ein.

20. Versuch. Bei 170° Eintreten der Kontraktion, die bis 195° anhält.

---

holt, bis keine merkliche Trübung des Öles mehr eintrat. Es ergab sich jedoch das gleiche Verhalten wie vorher, nämlich anfangs bei etwa 80° eine Kontraktion, die bei späteren Erwärmungen zu höherer Temperatur rückte und immer kleiner wurde, bis sie verschwand, ferner eine zweite Kontraktion, die gleichfalls später erst bei höherer Temperatur auftrat.

21. Versuch. Bei der Abkühlung tritt die Ausdehnung wieder von 154° an abwärts ein, ist jedoch weitaus weniger stark ausgeprägt.

Um zu sehen, ob die Änderung in der Lage des Minimums bzw. der Kontraktion unabhängig von der mehrmaligen Erwärmung auch durch eine etwaige Umlagerung im Laufe der Zeit bei Zimmertemperatur eintritt, wurde jetzt das Amalgam sechs Tage auf Zimmertemperatur gehalten.

22. Versuch. Es ergab sich die Ausdehnungskurve, die sich ergeben hätte (nach den früheren Versuchen), wenn der Versuch gleich nach der Abkühlung angestellt worden wäre.

Es tritt somit eine Änderung der Eigenschaften des Amalgams bei Zimmertemperatur in der Zeit von sechs Tagen nicht ein.

23. Versuch. Wurde dagegen das Amalgam einige Stunden auf hoher Temperatur, etwa 240 bis 250°, gehalten, so äußerte sich dies deutlich in der hierauf aufgenommenen Ausdehnungskurve.

Die Versuche zeigen somit, daß erstens der Schmelzpunkt des Amalgams nach mehrmaligem Schmelzen immer höher rückt, um zum Schluß einen konstanten Wert zu erreichen. Zweitens verschwindet das anfängliche bei 70 bis 80° auftretende Minimum des Ausdehnungskoeffizienten, indem es gleichzeitig ebenfalls zu höheren Temperaturen rückt.

Wurde dem Amalgam, ohne es aus dem Dilatometer zu entfernen, noch Quecksilber zugegossen und hierauf das Amalgam nochmals weit über den Schmelzpunkt erhitzt, so trat bei der ersten Erwärmung die erste Kontraktion sehr deutlich auf wie bei den früheren Versuchen, und ging in die zweite Kontraktion beim Schmelzpunkt über. Bei mehrfachem Erwärmen ergaben sich wieder die gleichen Erscheinungen wie früher.

Die Versuche gestatten auch, die Gesamtvolumenänderung zwischen zwei Temperaturen, etwa zwischen Zimmertemperatur und einer Temperatur oberhalb des Schmelzpunktes miteinander zu vergleichen. Entsprechend dem allmählichen Verschwinden des ersten Minimums werden die Gesamtausdehnungen immer größer. Im flüssigen Zustand ist das Volumen stets das gleiche, wie durch besondere Versuche nachgewiesen wurde; somit ist das Volumen bei Zimmertemperatur gleich nach der Herstellung am größten und nimmt bei mehrfachen Erwärmungen mehr und mehr ab.

b) Deutung der Versuche.

Wie die Versuche gezeigt haben, treten bei allen Wismutamalgamen zwei Erscheinungen auf: erstens rückt der Schmelzpunkt und somit auch die mit ihm stets verbundene Kontraktion bei mehrfacher Erwärmung zu immer höheren Temperaturen, zweitens tritt anfangs schon von etwa 70° an eine Kontraktion ein, die bei öfterer Wiederholung des Versuches zu höherer Temperatur rückt und verschwindet.

Das Höherrücken des Schmelzpunktes ist auf die als Seigerung bekannte Erscheinung zurückzuführen[1]. Es entsteht nämlich bei den Wismutamalgamen zwar gleich nach der Herstellnng ein einheitliches Gebilde mit wohl definiertem Schmelzpunkt (vgl. hierzu Abegg, a. a. O.), jedoch geht im Laufe der Zeit, besonders bei höheren Temperaturen, also z. B. infolge mehrfachen Umschmelzens, eine Trennung des Quecksilbers und Wismuts, die zuvor innig miteinander gemischt waren, wohl unter dem Einfluß der Schwerkraft in der Weise vor sich, daß sich am Boden des Gefäßes ein sehr quecksilberreiches Amalgam absetzt und nach oben hin der Gehalt an Wismut immer mehr zunimmt. Das sich am Boden absetzende Amalgam ist bei Zimmertemperatur flüssig. das zurückbleibende Amalgam ist reicher an Wismut als das ursprüngliche und hat somit einen höheren Schmelzpunkt.

Diese Seigerung ließ sich durch eigene Versuche auch direkt nachweisen, indem das Dilatometer zersprengt wurde und man deutlich unten die flüssige, oben die feste Legierung erhielt. Das flüssige Amalgam hatte z. B. das spez. Gew. 13,03, das feste 10,24; Bestimmungen in verschieden hochgelegenen Schichten des festen Amalgams ergaben innerhalb der Messungsfehler konstante Werte. Eine Analyse der beiden Amalgame, die dank des Entgegenkommens von Herrn Prof. Dr. Jordis im hiesigen chemischen Laboratorium Herr cand. chem. Schecker anstellte, ergab für das feste Amalgam einen Prozentgehalt von 95,344 Proz. Bi, für das flüssige von 2,270 Proz. Bi. Gleichzeitig wurde festgestellt, daß die in Paraffinöl bzw. Wasser, das sich über dem Amalgam befindet, auftretenden, das Tyndallphänomen zeigenden Teilchen aus Wismuthydroxyd bestehen. Es sei den genannten Herren auch an dieser Stelle bestens gedankt.

---

[1] Martens-Heyn, Materialienkunde II A, S. 102 ff.

Um noch zu untersuchen, ob wirklich der Schmelzpunkt des festen Amalgams allein, das nach der Seigerung zurückbleibt, mit dem Schmelzpunkt, so wie er früher für das Amalgam bestimmt wurde, übereinstimmt, wurde das feste Amalgam in ein eigenes Dilatometer gebracht und für dieses die Ausdehnungskurve aufgenommen. Da naturgemäß die Menge des Öles, das als Füllflüssigkeit diente, hierbei größer war als bei den letzten Versuchen, sich also die Ausdehnungskurve des Öles stärker über die des Amalgams lagerte, konnte eine Kontraktion beim Schmelzen nicht direkt beobachtet werden. Jedoch werden die Werte für q kurz vor dem Schmelzen und beim Schmelzen selbst bedeutend kleiner, nach dem Schmelzen, entsprechend dem größeren Ausdehnungskoeffizienten des flüssigen Amalgams, beträchtlich größer als im normalen Teil, so daß sich aus der Kurve die Lage des Schmelzpunktes genau ersehen läßt.

Es ergab sich eine vollständige Übereinstimmung der Schmelztemperaturen in beiden Fällen.

Die Untersuchung der Volumenänderungen bei der Erwärmung kann somit in passender Weise dazu verwandt werden, Seigerungserscheinungen bei Legierungen nachzuweisen, vorausgesetzt, daß beim Schmelzpunkt eine Änderung des Ausdehnungskoeffizienten auftritt; letzteres ist aber nach den früheren Untersuchungen (TOEPLER, a. a. O.) bei den meisten Metallen der Fall, indem entweder eine Volumenzunahme, wie bei Sn und Cd, oder eine Kontraktion, wie hier bei Bi, sich zeigt.

Die zweite bei den Wismutamalgamen beobachtete Erscheinung, nämlich die bei 75° auftretende Kontraktion, steht wohl mit den von COHEN und MOESVELD erhaltenen Resultaten in Zusammenhang und darf als eine teilweise Bestätigung derselben angesehen werden. Es sei gestattet, diese Resultate etwas eingehender mit den hier gewonnenen zu vergleichen.

Die Versuche der beiden Herren zeigen zunächst klar, daß Wismut, falls es in fein zerteiltem Zustand zugegen ist, bei Zusatz eines Elektrolyten von einer weniger dichten zu einer dichteren Modifikation bei Zimmertemperatur übergeht; die erste Modifikation wird als Bi_β, die zweite als Bi_α bezeichnet; ferner wird gezeigt, daß bei Fehlen von feinem Metallpulver die Umwandlung $Bi_\beta \longrightarrow Bi_\alpha$ nicht eintritt. Die bei der Umwandlung auftretende

Änderung des spezifischen Gewichtes ist sehr beträchtlich, es ist also mit der Umwandlung eine starke Kontraktion verbunden. Die entgegengesetzte Umwandlung $Bi_\alpha \longrightarrow Bi_\beta$ trat ein, nachdem das Metall längere Zeit auf 250° gehalten worden war. Außerdem aber schlossen die Verfasser aus der dilatometrischen Untersuchung, daß diese Umwandlung $Bi_\alpha \longrightarrow Bi_\beta$ bei etwa 75° eintritt, obwohl die den Volumenänderungen entsprechenden Fadenverschiebungen keine sehr beträchtlichen sind, sondern nur auf eine Zunahme des Volumens oberhalb 75°, eine Abnahme unterhalb 75° hindeuten. Ein von Kahlbaum-Berlin bezogenes Präparat hinwiederum zeigte selbst bei 140° keine Umwandlung; die Verfasser machen selbst darauf aufmerksam, wie unerwartet eine derartige Überschreitung des Umwandlungspunktes ist.

Mit der letzteren Tatsache stimmen meine Beobachtungen an reinem Wismut überein; sein spezifisches Gewicht war noch etwas größer als dasjenige des von den Verfassern als Bi_α bezeichneten. Es trat somit bei dem reinen Metall sicher nur die eine Modifikation auf.

Bei dem Amalgam dagegen erhalten wir je nach der Vorbehandlung, wie meine Versuche zeigen, zwei verschiedene Volumina und somit auch zwei verschiedene spezifische Gewichte bei Zimmertemperatur; ein größeres Volumen gleich nach der Herstellung, ein kleineres nach mehrmaligem Schmelzen bzw. Halten auf hoher Temperatur; wir können deshalb annehmen, daß im ersten Falle das weniger dichte Bi_β, im zweiten Falle das dichtere Bi_α existiert. Aus der Unstetigkeit der Ausdehnungskurve läßt sich ferner entnehmen, daß bei etwa 75° der Übergang $Bi_\beta \longrightarrow Bi_\alpha$ eintritt, so daß die Existenz eines Umwandlungspunktes etwa bei dieser Temperatur durch meine Messungen bestätigt scheint.

Wir können uns dann die bei den Wismutamalgamen beobachteten Erscheinungen folgendermaßen erklären:

Das reine Wismut existiert im allgemeinen in einer Modifikation, die ein ziemlich hohes spezifisches Gewicht besitzt und die wir als Bi_α bezeichnen wollen. Unter gewissen Umständen, die aber durch die bisherigen Messungen noch nicht eindeutig festgelegt sind, kann eine Umwandlung dieses Bi_α in eine weniger dichte Modifikation Bi_β eintreten (Versuch von Cohen und Moesveld, S. 424—425). Für gewöhnlich tritt jedoch keine Umwand-

lung des Bi_α ein, wenn es Temperaturen zwischen 16 und 300° ausgesetzt wird (die Ausdehnungskurven zeigen keinerlei Unregelmäßigkeit).

Wird das Bi mit Hg zu einem Amalgam zusammengeschmolzen und gleich darauf abgekühlt, so tritt zunächst die normale Ausdehnung beim Erstarren wie bei reinem Wismut ein, dann eine mehr oder weniger deutlich ausgeprägte Kontraktion, bis die Temperatur auf etwa 75° gesunken ist; hier tritt die Umwandlung in das weniger dichte Bi_β ein; es zeigt sich also bei der Abkühlung eine starke Ausdehnung, deren Maximum bei etwa 75° liegt, dann erfolgt wieder Kontraktion bei weiterer Abkühlung. Erwärmt man wieder, so tritt das umgekehrte Verhalten auf, bei 75° Kontraktion, entsprechend dem Übergang des Bi_β in Bi_α, so daß dieser Übergang $Bi_\beta \rightarrow Bi_\alpha$ dem Übergang $Bi_{fest} \rightarrow Bi_{flüssig}$ parallel gestellt werden kann. Bei Wiederholung der Abkühlung tritt wieder bei 75° die Umwandlung $Bi_\alpha \rightarrow Bi_\beta$ ein, jedoch wird nicht mehr alles Bi_α in Bi_β übergehen; die Ausdehnung ist nicht mehr so deutlich. Erwärmt man wieder, so geht die Umwandlung des nunmehr in geringerer Menge vorhandenen Bi_β in Bi_α erst bei etwas höherer Temperatur vor sich, so daß die Kontraktion erst bei höherer Temperatur eintritt und noch weniger deutlich wird. Nach mehrfachem Erwärmen und Abkühlen endlich tritt die Umwandlung $Bi_\alpha \rightleftarrows Bi_\beta$ überhaupt nicht mehr ein.

Bringt man dann das Amalgam auf eine sehr hohe Temperatur (oberhalb seines Schmelzpunktes), so erreicht man, daß bei der Abkühlung bei 75° wieder der Übergang $Bi_\alpha \rightarrow Bi_\beta$ im Amalgam eintritt. Dieses Resultat steht somit im Einklang mit den Beobachtungen der Herren Cohen und Moesveld beim reinen Wismut.

Das Verhalten der Amalgame zeigt somit große Ähnlichkeit mit dem von E. Wiedemann untersuchten des Roseschen und Lipowitzschen Metalles (a. a. O.). Diese zeigen nämlich bei einer Temperatur von etwa 78° eine Kontraktion, der dann wieder eine Ausdehnung folgt. E. Wiedemann erklärte diese Erscheinung durch die Annahme, daß das Rosesche und Lipowitzsche Metall zwei Modifikationen besitzt, eine bei niedrigerer Temperatur stabile und weniger dichte und eine bei höheren Temperaturen stabile, dichtere.

Hierbei ist zu beachten, daß diese beiden Legierungen als Hauptbestandteil Wismut enthalten (48,9 bzw. 49,98 Gewichtsteile); deshalb erscheint die Annahme gerechtfertigt, daß auch hier, ebenso wie in den Wismutamalgamen, das Wismut in den beiden oben beschriebenen Modifikationen vorkommt.

Zusammenfassung.

1. Die Unregelmäßigkeiten in der Ausdehnung der Wismutamalgame finden ihre Erklärung in der Annahme, daß Wismut in zwei Modifikationen vorkommt, deren Umwandlungspunkt bei etwa 75° liegt.

2. Die Umwandlung der unterhalb 75° stabilen Modifikation (β) in die zweite (α) findet, ähnlich wie der Übergang von festem Wismut in den flüssigen Zustand, unter starker Kontraktion statt.

3. Durch wiederholtes Erwärmen und Abkühlen verliert das Bi-Amalgam die Fähigkeit, sich umzuwandeln, wobei gleichzeitig eine Seigerung sich aus der Verschiebung der dem Schmelzpunkt entsprechenden Kontraktion nachweisen läßt.

4. Durch sehr starkes Erhitzen kann sowohl die Seigerung wieder aufgehoben werden, als auch das Amalgam wieder die Fähigkeit erhalten, bei 75° in die β-Modifikation überzugehen.

5. Die unter 2. gemachte Annahme steht im Einklang mit den Beobachtungen am Roseschen und Lipowitzschen Metall von E. Wiedemann.

Versuche, um die Umlagerungen des Wismuts und seiner Legierungen auch metallographisch nachzuweisen, sollen demnächst angestellt werden.

Über Flüssigkeitsbewegung bei vibratorischer Erregung;
von Karl Uller.

(Eingegangen am 30. Juli 1914.)

Ist $\mathfrak{V}$ die Geschwindigkeit und D die Massendichte in einem (unendlich) kleinen Volumenelement, so stellt ein Geschwindigkeitsfeld $\mathfrak{V}(\mathfrak{r}, t)$ im Verein mit einem Dichtefelde $D(\mathfrak{r}, t)$ eine mögliche Flüssigkeitsbewegung dar, wenn zwischen beiden die Beziehung:

$$-D \operatorname{div} \mathfrak{V} = dD/dt = \dot{D} + (\mathfrak{V} \operatorname{grad} D) \qquad 1)$$

erfüllt ist, welche die Natur des Flüssigen zum Ausdruck bringt.

In der Hydrodynamik sind bekanntlich zwei Auffassungen möglich, je nachdem man den Ablauf der Erscheinungen an jedem geometrischen Punkte in der Flüssigkeit beschreibt (Feldtheorie) oder die Geschichte eines jeden Teilchens verfolgt (Bahntheorie). Den Strahl, von irgend einem festen Punkte nach dem betrachteten Feldpunkte gezogen, bezeichnen wir als den Topographen $\mathfrak{r}$; den Strahl, von irgend einem festen Punkte nach dem betrachteten Teilchen gezogen, bezeichnen wir als den Bahnstrahl $\mathfrak{R}$. Ein bestimmtes Teilchen ist analytisch charakterisiert durch seine Lage $\mathfrak{R}_0$ zur Zeit t_0. In der Bahndarstellung sind Dichte, Geschwindigkeit usw. Funktionen der beiden unabhängig Veränderlichen $\mathfrak{R}_0$ und t, in der Feldtheorie von $\mathfrak{r}$ und t; die entsprechenden Größen D, $\mathfrak{V}$ usw. sind nur in gewissen Zeitpunkten identisch. In der Bahndarstellung ist die Geschwindigkeit eines bestimmten Teilchens, $\mathfrak{V}(\mathfrak{R})$, definiert als sein Bahnzuwachs in der (unendlich) kleinen Zeiteinheit. In der Feldtheorie wird ein Flüssigkeitsteilchen, das den Feldpunkt ($\mathfrak{r}$) passiert, nur einen Augenblick ins Auge gefaßt. Die Geschwindigkeit $\mathfrak{V}(\mathfrak{r})$ ist hier definiert als die Ortsänderung irgend eines, gerade am Ort befindlichen, Teilchens in der (unendlich) kleinen Zeiteinheit. Sind $\mathfrak{V}(\mathfrak{R})$ und $\mathfrak{V}(\mathfrak{r})$ periodisch hinsichtlich der Zeit, so bilden die Bahnen im allgemeinen Schleifen. Ist das Feld stationär, so können wir ebenfalls Schleifen haben, nämlich wenn $\mathfrak{V}(\mathfrak{r})$ periodisch ist hinsichtlich des Ortes. Man denke an eine stationäre wirbelige Flüssigkeitsbewegung hinter einer Platte; hier ist also $\mathfrak{V}(\mathfrak{r})$ (annähernd) periodisch nach dem Ort, $\mathfrak{V}(\mathfrak{R})$ (annähernd) periodisch

nach der Zeit. Nur im stationären Felde sind die Strömungslinien $D(\mathfrak{r}).\mathfrak{V}(\mathfrak{r})$ zugleich Bahnlinien, ist ferner $\operatorname{rot}\mathfrak{V}(\mathfrak{r})$, das Maß für die Drehung der Flüssigkeitsteilchen, ein Maß für die Wirbeligkeit der Flüssigkeitsbewegung.

Dies vorausgeschickt, machen wir die Bemerkung, daß die Grundgl. 1) eine substantielle Zeitintegration zuläßt. Es ist nämlich:

$$D(\mathfrak{R}) = D(\mathfrak{R}_0).e^{-\int_{t_0}^{t} dt \operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{R})} \qquad 2)$$

dabei ist unter $\operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{R})$ gemeint die Divergenzbildung an denjenigen Feldstellen, wo sich gerade das betrachtete Teilchen befindet. Weiter erhalten wir mit 2) die mittlere Beschleunigung

$$\left.\begin{aligned} &\int_{t_0}^{t} dt\, D(\mathfrak{R})\cdot\frac{d\mathfrak{V}(\mathfrak{R})}{dt} \\ &= D(\mathfrak{R}).\mathfrak{V}(\mathfrak{R}) - D(\mathfrak{R}_0).\mathfrak{V}(\mathfrak{R}_0) + \int_{t_0}^{t} dt\, D(\mathfrak{R}).\operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{R}).\mathfrak{V}(\mathfrak{R}) \end{aligned}\right\} \qquad 3)$$

Die mittlere Beschleunigung einer substantiellen Volumeneinheit, genommen zwischen zwei Zeitpunkten, in denen das Teilchen den gleichen Geschwindigkeitsvektor hat, verschwindet, wenn die Bahn in einem Gebiete konstanter Dichte verläuft oder D, $\mathfrak{V}$, $\operatorname{div}\mathfrak{V}$ als Funktionen des Bahnparameters reine Sinusfunktionen der Zeit sind.

Die Erregung vollführe permanente Sinusschwingungen. Wir machen nun die Annahme:

a) Das Geschwindigkeitsfeld variiere räumlich derart, daß die Feldgrößen in der Nachbarschaft eines Punktes durch die ersten Glieder einer Reihenentwickelung schon hinreichend gut dargestellt sind. Dann ist die Bahngeschwindigkeit:

$$\mathfrak{V}(\mathfrak{R}) = \mathfrak{V}(\mathfrak{r}_0 t) + (\mathfrak{R} - \mathfrak{R}_0 \nabla)\mathfrak{V}(\mathfrak{r}_0 t) \qquad 4)$$

Diese Voraussetzung hat zur Folge, daß das Geschwindigkeitsfeld die Form hat:

$$\mathfrak{V}(\mathfrak{r}, t) = {}^1/_2\{V(\mathfrak{r})e^{i\nu t} + V^*(\mathfrak{r})e^{-i\nu t}\};\ \nu \text{ reell} \qquad 5)$$

(Mit einem Sternchen bezeichne ich durchweg einen konjugiert komplexen Ausdruck.)

b) Wir nehmen nun einmal an, daß dem elliptisch schwingenden Geschwindigkeitsfelde Gl. 5) als Bahnen im Raume festliegende Ellipsen entsprechen. Der Bewegungszustand muß

dann Gl. 5) entsprechend symmetrisch zu den Achsen sein. KEPPLERsche Ellipsen z. B. sind unmöglich. Die Bahngleichung muß vielmehr die Form haben:

$$\mathfrak{R} = 1/2i\nu\{V e^{i\nu t} - V^* e^{-i\nu t}\} \tag{6)}$$

Der komplexe Vektor V, unabhängig von der Zeit, charakterisiert ein bestimmtes Teilchen, denn aus Gl. 6) folgt:

$$\mathfrak{R}_0 = 1/2i\nu\{V e^{i\nu t_0} - V^* e^{-i\nu t_0}\} = 1/2i\nu\{V(\mathfrak{r}_0) e^{i\nu t_0} - V^*(\mathfrak{r}_0) e^{-i\nu t_0}\} \tag{7)}$$

Demgemäß muß sein:

$$\mathfrak{R} = 1/2i\nu\{V(\mathfrak{r}_0) e^{i\nu t} - V^*(\mathfrak{r}_0) e^{-i\nu t}\} \tag{8)}$$

Die genaue Bahngleichung ergäbe sich aus Gl. 4, unter Benutzung von Gl. 5), durch Integration von $\int \mathfrak{V}(\mathfrak{R})\,dt$, bei passend gewählten Koordinaten. Es läßt sich übersehen, daß wir eine geschlängelt elliptische Bahn erhalten würden, die aber praktisch mit Gl. 8) zusammenfällt, wenn $\frac{1}{\nu}\left|(V_0 \nabla) V_0\right| \ll |V_0|$, was ja der Voraussetzung a) entspricht; der Kürze halber schreiben wir V_0 statt $V(\mathfrak{r}_0)$. Nehmen wir umgekehrt Gl. (8) als genau an, so bekommen wir aus Gl. (4) $\mathfrak{V}(\mathfrak{R})$ mit einem kleinen Fehler behaftet. Wir wählen letzteres, da wir die Bahngeschwindigkeit $\mathfrak{V}(\mathfrak{R})$ im folgenden nicht brauchen.

Jetzt sind wir imstande, die Anweisung Gl. 2 auszuführen. Es kommt mit Gl. 8 und 7)

$$\left.\begin{aligned}
\operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{R}) &= \operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{r}_0 t) + (\mathfrak{R} - \mathfrak{R}_0, \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{r}_0 t)) \\
&= A + \{e^{i\nu t} B + e^{-i\nu t} B^*\} + \{e^{2i\nu t} C + e^{-2i\nu t} C^*\} \\
A &= 1/4i\nu\{(V_0 \operatorname{grad}\operatorname{div} V_0^*) - (V_0^* \operatorname{grad}\operatorname{div} V_0)\} \\
B &= \operatorname{div} V_0/2 - e^{i\nu t_0}(V_0 \operatorname{grad}\operatorname{div} V_0)/4i\nu \\
&\qquad + e^{-i\nu t_0}(V_0^* \operatorname{grad}\operatorname{div} V_0)/4i\nu \\
C &= (V_0 \operatorname{grad}\operatorname{div} V_0)/4i\nu
\end{aligned}\right\} \tag{9)}$$

sonach:

$$\left.\begin{aligned}
\int_{t_0}^{t} dt \operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{R}) &= (t - t_0) A + \{e^{i\nu t} - e^{i\nu t_0}\} B/i\nu \\
&\quad - \{e^{-i\nu t} - e^{-i\nu t_0}\} B^*/i\nu + \{e^{2i\nu t} - e^{2i\nu t_0}\} C/2i\nu \\
&\quad - \{e^{-2i\nu t} - e^{-2i\nu t_0}\} C^*/2i\nu
\end{aligned}\right\} \tag{10)}$$

womit nach Gl. 2 $D(\mathfrak{R})$ in Abhängigkeit von $D(\mathfrak{R}_0) = D(\mathfrak{r}_0 t_0)$ und dem Geschwindigkeitsfelde um $\mathfrak{r}_0$ bekannt ist. Die Ausdrücke sind abhängig von t_0 und dem Umlaufssinn. Bei weitem

wichtiger ist aber die lokale Dichte, die wir jetzt durch Reihenentwickelung vom Bahnpunkte $(\mathfrak{R})$ aus berechnen können. So erhalten wir die lokale Dichte in der Anfangslage, unter Berücksichtigung von Gl. 2):

$$\left.\begin{aligned} D(\mathfrak{r}_0 t) &= D(\mathfrak{R})\{1-(\mathfrak{R}-\mathfrak{R}_0, \operatorname{grad}\log D(\mathfrak{R}))\} \\ &= D(\mathfrak{R})\{1-(\mathfrak{R}-\mathfrak{R}_0, \operatorname{grad}\log D(\mathfrak{R}_0)) \\ &\qquad + (\mathfrak{R}-\mathfrak{R}_0, \operatorname{grad}\int_{t_0}^{t} dt \operatorname{div}\mathfrak{V}(\mathfrak{R}))\} \end{aligned}\right\} \quad 11)$$

Eine ganze Schar von Ellipsen hat der Punkt $(\mathfrak{r}_0)$ gemeinsam. Es sind dies die Bahnen aller Teilchen, die nacheinander von allen Richtungen her durch diesen Punkt gehen und dort den Wert der lokalen Dichte hervorbringen. Diese Ellipsen sind im allgemeinen nicht gleich und liegen nicht in einer Ebene, haben aber gleiche Umlaufsdauer und gleichen Umlaufssinn.

Das Resultat Gl. 11) im Verein mit Gl. 2) und 10) zeigt, daß sich das Dichtefeld vermöge der Kontinuitätsgleichung 1), zu jeder Zeit angeben läßt, wenn es zu einer Zeit bekannt ist und außerdem zu jeder Zeit das Geschwindigkeitsfeld.

Wir wollen nun Gl. 2) nach der Formel $e^{-x} = 1 - x + x^2/2$ entwickeln und Gl. 11) heranziehen. Dabei lassen wir Glieder mit einem Faktor $1/\nu^3$, $1/\nu^4$ usw. fortfallen. Ferner setzen wir

$$A = 0 \quad 12)$$

Weiter unten wird sich diese scheinbare Willkür als eine Notwendigkeit erweisen. So wird:

$$\left.\begin{aligned} D(\mathfrak{R}) = D(\mathfrak{R}_0)\{1 &+ [2 - e^{i\nu(t-t_0)} - e^{-i\nu(t-t_0)}]BB^*/\nu^2 \\ &- \{e^{i\nu t} - e^{i\nu t_0}\}B/i\nu + \{e^{-i\nu t} - e^{-i\nu t_0}\}B^*/i\nu \\ &- \{e^{2i\nu t} - e^{2i\nu t_0}\}C/2i\nu + \{e^{-2i\nu t} - e^{-2i\nu t_0}\}C^*/2i\nu \\ &- \{e^{i\nu t} - e^{i\nu t_0}\}B^2/2\nu^2 - \{e^{-i\nu t} - e^{-i\nu t_0}\}B^{*2}/2\nu^2\} \end{aligned}\right\} \quad 13)$$

und nun nach Gl. 11):

$$\left.\begin{aligned} D(\mathfrak{r}_0 t) = D(\mathfrak{r}_0 t_0)\{1 &+ [2 - e^{i\nu(t-t_0)} - e^{-i\nu(t-t_0)}]F \\ &- \{e^{i\nu t} - e^{i\nu t_0}\}G/i\nu + \{e^{-i\nu t} - e^{-i\nu t_0}\}G^*/i\nu \\ &- [\{e^{i\nu t} - e^{i\nu t_0}\}^2 H + \{e^{-i\nu t} - e^{-i\nu t_0}\}^2 H^*]/2\nu^2 \\ &- [\{e^{2i\nu t} - e^{2i\nu t_0}\}C - \{e^{-2i\nu t} - e^{-2i\nu t_0}\}C^*]/2i\nu\} \\ F = BB^*/\nu^2 &+ (V_0 \operatorname{grad} B^*)/2\nu^2 + (V_0^* \operatorname{grad} B)/2\nu^2 \\ &+ B^*(V_0 \operatorname{grad}\log D_0)/2\nu^2 + B(V_0^* \operatorname{grad}\log D_0)/2\nu^2 \\ G = B &+ (V_0 \operatorname{grad}\log D_0)/2; \quad D_0 = D(\mathfrak{R}_0) = D(\mathfrak{r}_0 t_0) \\ H = B^2 &+ B(V_0 \operatorname{grad}\log D_0) + (V_0 \operatorname{grad} B) \end{aligned}\right\} \quad 14)$$

Da die Bahnen geschlossen vorausgesetzt sind, kann keine Massenabwanderung stattfinden, d. h. es muß überall der zeitliche Mittelwert $\overline{(d\mathfrak{f}, D\mathfrak{B})}$ für beliebig gerichtetes Flächenelement $d\mathfrak{f}$ verschwinden, also

$$\overline{D(\mathfrak{r}_0 t) . \mathfrak{B}(\mathfrak{r}_0 t)} \equiv 0 \qquad 15)$$

sein. Hieraus folgt gemäß Gl. 5) und 14):

$$V_0 \{ G^*/i\nu + e^{-i\nu t_0} H^*/\nu^2 - e^{i\nu t_0} F \} + V_0^* \{ - G/i\nu + e^{i\nu t_0} H/\nu^2 - e^{-i\nu t_0} F \} \equiv 0$$

oder:

$$[V_0 . V_0^*] \cdot | G + e^{i\nu t_0} H/i\nu + i\nu e^{-i\nu t_0} F | \equiv 0$$

mit den Lösungen:

$$[V_0 V_0^*] \equiv 0, \quad \text{oder} \quad \operatorname{div} V_0 \equiv 0 \qquad 16)$$

also $D =$ konst nach Gl. 1). Das sind aber auch die Lösungen von $A = 0$, womit der die Rechnung erleichternde Ansatz Gl. 12) gerechtfertigt ist, der also $D(\mathfrak{R})$, somit auch $\operatorname{div} \mathfrak{B}(\mathfrak{R})$ rein periodisch macht wie $\mathfrak{B}(\mathfrak{R})$ und nach Gl. 3) die mittlere Beschleunigung genommen über eine Periode zum Verschwinden bringt.

Die Lösungen Gl. 16) scheinen zu besagen, daß bei periodischen Schwankungen des Dichtefeldes die Teilchen nur geradlinig schwingen können. Man kann dies Resultat nicht anerkennen. In der Tat, denken wir uns zwei kohärent schwingende Schallquellen. Jede sendet eine strichpolarisierte Verdünnungswelle aus. Durch Übereinanderlagerung entsteht ein elliptisch schwingendes Geschwindigkeitsfeld, je nach Phasen- und Gangunterschied, in Übereinstimmung mit der Erfahrung. Gl. 16) stellt aber das Ergebnis als unmöglich hin, wenn nicht gerade Planwellen mit Kreispolarisation auftreten, wobei die Partialverdichtungen und -verdünnungen sich kompensieren. Bedenken wir nun, daß die vorausgesetzten e l l i p t i s c h e n Bahnen lediglich den einfachsten Typus einer geschlossenen Bahn darstellen sollen und können, so folgt mit Notwendigkeit, daß unsere Voraussetzung einer g e s c h l o s s e n e n Bahn hinfällig ist, allemal, wenn sie den Forderungen der Gl. 16) widerstreitet. Somit ist d e r i n d i r e k t e B e w e i s geliefert, d a ß s c h o n i m e l l i p t i s c h s c h w i n g e n d e n G e s c h w i n d i g k e i t s f e l d e, d e m e i n f a c h s t e n m ö g l i c h e n V i b r a t i o n s f e l d e, b e i D i c h t e s c h w a n k u n g e n d i e B a h n e n k e i n e g e s c h l o s s e n e n K u r v e n s i n d, s o n d e r n S c h l e i f e n, d a ß s o m i t d a n n M a s s e n a b w a n d e r u n g s t a t t h a t. Bei einer gewissen

mittleren Elliptizität ist die Schleifenform und dementsprechend die Massenabwanderung am größten, mit weiter abnehmenden Elliptizitäten nehmen beide wieder ab, bis zum Verschwinden.

Es gilt auch der Satz: Ein elliptisches Geschwindigkeitsfeld ist nur möglich, wo Massen abwandern.

Werfen wir in dem Ausdruck der Gl. 14) für die lokale Dichte die Glieder mit $1/\nu^2$, $1/\nu^3$ usw. ab, so bleibt:

$$D(\mathfrak{r}_0 t) = D(\mathfrak{r}_0 t_0)\left\{1 - \{e^{i\nu t} - e^{i\nu t_0}\}\delta/2i\nu + \{e^{-i\nu t} - e^{-i\nu t_0}\}\delta^*/2i\nu\right\}$$
$$\delta = \operatorname{div} V_0 + (V_0 \operatorname{grad} \log D_0).$$

Wir können auch dafür schreiben:

$$D(\mathfrak{r}_0 t) = \overline{D}(\mathfrak{r}_0 t) - D(\mathfrak{r}_0 t_0)\{e^{i\nu t}\delta - e^{-i\nu t}\delta^*\}/2i\nu \qquad 17)$$

worin $\overline{D}(r_0 t)$ den zeitlichen Mittelwert der Lokaldichte bezeichnet. Diese Formeln erfüllen die Grundgl. 1), wenn wir diese in der Annäherung schreiben:

$$\dot{D} + (\mathfrak{V} \operatorname{grad} D(\mathfrak{r}_0 t_0)) = -D(\mathfrak{r}_0 t_0) . \operatorname{div} \mathfrak{V}(\mathfrak{r} t) \qquad 18)$$

Hervorzuheben ist, daß in dieser ganzen Abhandlung die Beschaffenheit der Flüssigkeit oder des Gases, soweit es zu den Flüssigkeiten gerechnet werden kann, keine Rolle spielt.

Der erste, der Massenabwanderung beobachtet hat, scheint SCHELLBACH [1]) gewesen zu sein. Er fand, daß eine Flamme vor einem Stimmgabelresonator nach außen gebogen wird, ja bei heftiger Erregung erlischt.

Dies Phänomen, das in ähnlicher Weise auch in Flüssigkeiten nachgewiesen wurde und das neuerdings im RIEGGER-ZENNECKschen Flammenindikator [2]) praktisch verwertet wird, ist namentlich von DVOŘAK [3]) genauer untersucht worden. Interessant sind auch die Versuche von A. MÜLLER [4]) an Flüssigkeitsmembranen, nach dem Vorangange von SEDLEY TAYLOR (1877). Bringt man in die Nähe einer beleuchteten Flüssigkeitsmembran, die über die Öffnung eines abstimmbaren Rohres gespannt ist, den Resonanzkasten einer tönenden Stimmgabel, so beobachtet man außer den Interferenzringen eine Flüssigkeitsbewegung symmetrisch zu einer Mittel-

---

1) SCHELLBACH, Pogg. Ann. **139**, 670, 1870.
2) RIEGGER u. J. ZENNECK, ZS. f. phys. u. chem. Unters. 1913, S. 165.
3) DVOŘAK, Pogg. Ann. **157**, 58, 1876.
4) A. MÜLLER, Dissert. Rostock 1904.

linie, die stets der Richtung der Schallwellenfortpflanzung parallel ist. Bei stehenden Schallwellen zeigt sich in den Schwingungsknoten und -bäuchen keine Bewegung; in den Zwischenlagen war die Bewegungsrichtung von den Knoten weg und zu den Bäuchen hin gerichtet. Auch im KUNDT-Rohr beobachtet man Massenwanderung, wenn man die Gasbewegung sichtbar macht. Die Strömung ist am stärksten in den Schwingungsbäuchen. Die Erscheinung tritt auch in Flüssigkeiten auf. DÖRSING[1]) stellte fest, daß die „Luftbläschen in der Gegend der Schwingungsbäuche die tollsten Sprünge durch den ganzen Rohrdurchmesser machen".

In allen diesen und ähnlichen Fällen, wie überhaupt bei jeder vibratorischen Erregung schließe ich auf Grund vorliegender Untersuchung auf ein elliptisch-schwingendes Geschwindigkeitsfeld, im Gegensatz zu DVOŘAK, der die Erklärung in dem merklichen Einfluß des quadratischen Gliedes in der hydrodynamischen Bewegungsgleichung sucht. Die Entscheidung zwischen beiden Auffassungen ist herbeigeführt, sobald in solchen Fällen die Elliptizität des Feldes experimentell bestimmbar ist.

Gießen, Phys. Institut, 28. Juli 1914.

---

[1]) K. DÖRSING, Dissert. Bonn 1908.

Beiträge zur Quantentheorie;
von A. Einstein.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Juli 1914.)
(Vgl. oben S. 735.)

Im nachfolgenden sind zwei Betrachtungen wiedergegeben, die insofern zusammengehören, als sie zeigen, inwieweit die wichtigsten neueren Ergebnisse der Wärmelehre, nämlich die PLANCKsche Strahlungsformel und das NERNSTsche Theorem ohne Zuhilfenahme des BOLTZMANNschen Prinzips auf rein thermodynamischem Wege mit Benutzung des Grundgedankens der Quantentheorie abgeleitet werden können. Insoweit die im folgenden gegebenen Überlegungen der Wirklichkeit entsprechen, gilt das NERNSTsche Theorem für chemisch reine, kristallisierte Stoffe, nicht aber für Mischkristalle. Auf amorphe Stoffe läßt sich wegen der über das Wesen des amorphen Zustandes herrschenden Unklarheit nichts aussagen.

Zur Rechtfertigung des hier vorliegenden Versuches, das NERNSTsche Theorem theoretisch zu erfassen, muß ich einleitend bemerken, daß alle Bemühungen, das NERNSTsche Theorem auf thermodynamischem Wege unter Benutzung des Erfahrungssatzes vom Verschwinden der Wärmekapazität bei $T = 0$ theoretisch abzuleiten, als mißglückt anzusehen sind. Ich bin gerne bereit, diese Behauptung den einzelnen versuchten Beweisen gegenüber zu begründen, falls dies von Kollegen gewünscht wird.

§ 1. Thermodynamische Ableitung der PLANCKschen Strahlungsformel. Wir betrachten ein chemisch einheitliches Gas, dessen Moleküle je einen Resonator[1]) tragen. Die Energie dieses Resonators soll nicht jeden beliebigen Wert annehmen können, sondern nur gewisse diskrete Werte ε_σ (auf das Mol bezogen). Ich will mir nun erlauben, zwei Moleküle als chemisch verschieden, d. h. als prinzipiell durch semipermeable Wände

---

[1]) Unter „Resonator“ sei hier allgemein ein Träger innerer Molekularenergie von vorläufig nicht näher präzisierter Beschaffenheit verstanden.

trennbar anzusehen, wenn ihre Resonatorenergien ε_σ und ε_τ ungleich sind. Dann kann ich das ursprünglich als chemisch einheitlich aufgefaßte Gas auch auffassen als eine Mischung chemisch differenter Gase, deren Bestandteile je durch ein bestimmtes ε_σ charakterisiert sind. Indem ich die Bedingung dafür aufstelle, daß sich dies Gemisch im thermodynamischen Gleichgewicht befindet gegenüber allen Änderungen der ε-Werte der Moleküle, erhalte ich das statistische Gesetz, nach welchem die Resonatorenergie über die Moleküle verteilt ist. Indem ich dann nachträglich die Resonatorenergie wieder als „thermische Energie" behandle, bekomme ich den Teil der spezifischen Wärme des Gases, der auf die auf den Molekülen sitzenden Resonatoren zurückzuführen ist.

Es seien n_0, n_1, n_2 usw. die Molzahlen der Moleküle, deren Resonatorenergien ε_0, ε_1, ε_2 usw. seien. Dann werden Energie U und Entropie S des Gemisches durch die Ausdrücke gegeben:

$$U = \sum_\sigma n_\sigma \{c\,T + u_0 + \varepsilon_\sigma\}$$

$$S = \sum_\sigma n_\sigma \{c \lg T + R \lg V\} + \sum_\sigma n_\sigma \{s_\sigma - R \lg n_\sigma\}.$$

Die spezifische Wärme c (bei konstantem Volumen) pro Mol ist — dem skizzierten Gedanken entsprechend — bei konstanter Resonatorenergie ε_σ zu nehmen, also für alle Komponenten die gleiche. s_σ ist die Entropiekonstante der Gasart mit der Resonatorenergie ε_ν; diese Konstante kann a priori für jedes σ einen anderen Wert haben. Wir haben nun die freie Energie $F = U - TS$ zu bilden und die Bedingung dafür aufzustellen, daß bezüglich jeder ins Auge zu fassenden Reaktion

$$\delta F = \delta\,(U - TS) = 0$$

sei. Wir berücksichtigen die Gesamtheit der möglichen Resonatorreaktionen, indem wir für jedes ν die Reaktion

$$\delta n_0 = -1$$
$$\delta n_\sigma = +1$$

ins Auge fassen. Man erhält so das System von Gleichungen:

$$\left(s_\sigma - \frac{\varepsilon_\sigma}{T} - R \lg n_\sigma\right) - \left(s_0 + \frac{\varepsilon_0}{T} - R \lg n_0\right) = 0$$

oder

$$\frac{n_\sigma}{n_0} = e^{(s'_\sigma - s'_0) - \frac{\varepsilon_\sigma - \varepsilon_0}{RT}} \tag{1}$$

Dies ist die gesuchte Gleichgewichtsverteilung, wobei $s'_\sigma = \frac{s_\sigma}{R}$ gesetzt ist.

Es sei nun der ins Auge gefaßte Resonator ein monochromatischer von einem Freiheitsgrade mit der Frequenz ν. Um nun zu der bekannten PLANCKschen Formel für die mittlere Energie eines solchen Gebildes zu kommen, haben wir zwei Hypothesen einzuführen:

1. Die Entropiekonstanten sämtlicher durch ihre Resonatorenergie sich unterscheidenden Komponenten unseres Gemisches sind alle einander gleich, d. h. es soll für jedes σ

$$s_\sigma = s_0$$

sein. Diese Voraussetzung entspricht dem NERNSTschen Theorem.

2. Die Resonatorenergie (pro Mol) ist ein ganzzahliges Vielfaches von $Nh\nu$:

$$\varepsilon_\sigma = \sigma N h \nu.$$

Dies ist die Quantenhypothese für ein monochromatisches Gebilde.

Wir erhalten nämlich auf Grund dieser Hypothesen

$$n_\sigma = n_0 e^{-\frac{\sigma h \nu}{KT}}, \tag{1a}$$

woraus folgt

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sum\limits_0^\infty \varepsilon_\sigma n_\sigma}{\sum\limits_0^\infty n_\sigma} = + RT^2 \frac{d}{dT} \{\lg \sum e^{-\frac{\varepsilon_\sigma}{RT}}\} = \frac{\sum \sigma N h \nu e^{-\frac{\sigma h \nu}{KT}}}{\sum e^{-\frac{\sigma h \nu}{KT}}}$$

$$= N \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}. \tag{2}$$

Dies ist die PLANCKsche Formel für die mittlere Energie des eindimensionalen monochromatischen Resonators[1]).

Der Umstand, daß man in dieser Weise zur PLANCKschen Formel gelangt, ist in mehr als einer Beziehung bemerkenswert. Erstens scheinen nämlich die Begriffe der physikalischen und der

---

[1]) Ich werde darauf aufmerksam gemacht, daß BERNOULLI eine ähnliche Ableitung von PLANCKS Formel gegeben habe (ZS. f. Elektrochem. 20, 269, 1914). BERNOULLI stützt aber sein Resultat auf zwei falsche Formeln [4) und 5) seiner Abhandlung].

chemischen Änderung eines Moleküls ihren prinzipiellen Gegensatz zu verlieren. Die quantenartige Änderung des physikalischen Zustandes eines Moleküls scheint von der chemischen Änderung desselben nicht prinzipiell verschieden zu sein. Man kann sogar noch weiter gehen. Die Gesetze der BROWNschen Bewegung haben dazu geführt, den prinzipiellen Gegensatz zwischen dem Molekül und dem beliebig ausgedehnten physikalischen System zu verwischen; DEBYE zeigte andererseits, daß man mit großem Erfolge quantenartig verschiedene Zustände beliebig ausgedehnten Systemen zuschreiben kann. Es ist also sogar die quantenartige Veränderung des Zustandes eines ausgedehnten Systems als ein Vorgang aufzufassen, der von analoger Art ist wie die chemische Änderung eines Moleküls. In diesem Sinne können die Gleichungen 1) und 2) auch unbedenklich auf Eigenschwingungen beliebig ausgedehnter Systeme angewendet werden.

Man denke sich ferner die Gemischkomponente mit der Resonatorenergie ε_σ von den übrigen getrennt. Die Annahme, daß dies ohne Änderung der Resonatorenergie prinzipiell möglich sei, liegt unserer Ableitung zugrunde. Diese Annahme ist derjenigen der chemischen Gleichgewichtslehre analog, daß man chemische Gemische in ihre chemisch einfachen Bestandteile zerlegen kann, ohne daß dabei chemische Umsetzungen stattfinden. Man kann nun die Temperatur der so isolierten Komponente bei konstanter Resonatorenergie ε_σ geändert denken. Inwieweit dies praktisch möglich wäre, hängt von der „Reaktionsgeschwindigkeit" ab, mit der die Moleküle ihr ε ändern. Ist diese genügend klein, so können wir die Komponente beliebig abkühlen, ohne daß etwas von der Energie ε_σ verloren geht. Wir haben dann ein Gebilde vor uns, das mit einem radioaktiven Ähnlichkeit hat. Es ist also für das prinzipielle Verstehen der radioaktiven Phänomene des Diamagnetismus usw. nicht nötig, die Existenz einer Nullpunktsenergie im PLANCKschen Sinne anzunehmen. Es genügt die Annahme der Existenz quantenhaft verteilter Energie, die genügend langsam sich ins thermische Gleichgewicht setzt.

Andererseits aber ist diese Ableitung geeignet, das NERNSTsche Theorem dem Verständnis näher zu bringen, was zunächst daraus hervorgeht, daß wir zur Ableitung der PLANCKschen Formel der Hypothese 1. bedürfen. Um diesen Zusammenhang besser

zu erfassen, wollen wir die angegebenen Betrachtungen auf Gebilde von mehr als einem Freiheitsgrade zu erweitern suchen. Denken wir uns, der Resonator, welcher die Energie ε_σ trägt, wäre ein solcher von zwei Freiheitsgraden; wie wäre dann die Betrachtung zu führen? Bei der Ableitung von 1) ist es ganz unwesentlich, wie das die Energie ε_σ tragende Gebilde beschaffen ist; an dieser Gleichung ist also auch hier festzuhalten. Ebenso wird man an Hypothese 2. festhalten. Stützt man sich auch auf Hypothese 1., so erhält man wieder Gleichung 2) für die mittlere Energie, also nur die Hälfte des für den zweidimensionalen Resonator zutreffenden Wertes. Um hier zum richtigen Resultat zu gelangen, darf man die Entropiekonstanten der durch verschiedene Werte von ε_σ charakterisierten Gemischkomponenten nicht mehr einander gleich setzen.

Man begreift dies sofort, wenn man den monochromatischen Resonator von zwei Freiheitsgraden durch zwei Resonatoren von je einem Freiheitsgrade ersetzt. Die Resonatorenergie $\varepsilon_{\sigma\tau}$ ist dann

$$\varepsilon_{\sigma\tau} = (\sigma + \tau)\, h\nu$$

zu setzen. Wir erhalten den richtigen Wert für die mittlere Energie, wenn wir die Molekülsorten σ, τ und σ', τ' stets als voneinander trennbar ansehen, wenn nicht gleichzeitig $\sigma = \sigma'$, $\tau = \tau'$ ist, und wenn wir für die so definierten Gemischkomponenten die Hypothese 1. zugrunde legen. Denn wir erhalten so

$$\frac{n_{\sigma\tau}}{n_{00}} = e^{-\frac{\varepsilon_{\sigma\tau} - \varepsilon_{00}}{RT}}$$

$$\bar{\varepsilon} = RT^2 \frac{d}{dT}\left\{\lg \sum_\sigma \sum_\tau e^{-\frac{(\sigma+\tau)h\nu}{RT}}\right\} = 2N \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{RT}} - 1}. \qquad 2\text{a})$$

Daß die dem NERNSTschen Theorem entsprechende Hypothese 1. nicht zugrunde gelegt werden darf, wenn der Träger der Energie ε_σ zwei Freiheitsgrade hat, und wenn der Zustand des Moleküls nur durch die Energie ε_σ charakterisiert wird (ohne Rücksicht darauf, wie diese Energie über die Freiheitsgrade verteilt ist), hängt wohl mit folgendem zusammen: Die Hypothese 1. ist dann und nur dann zulässig, wenn der in 3) durch den Index σ bezeichnete Zustand des Moleküls im Sinne der Quantenauffassung derart vollständig charakterisiert ist, daß er nur auf eine

einzige Weise realisiert werden kann. In diesem Falle gilt das Verteilungsgesetz

$$\frac{n_\sigma}{n_0} = e^{-\frac{\varepsilon_\sigma - \varepsilon_0}{RT}}. \qquad 1\,a)$$

Beschränken wir uns daher auf den Fall, daß für den „inneren Zustand“ des Moleküls, auf den sich ε_σ bezieht, nur diskrete Möglichkeiten der Realisierung vorliegen, so werden wir an 1 a) festzuhalten haben, insofern für jede derartige Realisierungsmöglichkeit ein besonderer Index (bzw. ein besonderes Indexsystem) gewählt wird. Unter dieser Beschränkung wird 1) nicht nur für ein „Molekül“ im gewöhnlichen Sinne des Wortes, sondern auch für ein physikalisches System, das im JEANS-DEBYEschen Sinne quantentheoretisch betrachtet wird. Man bleibt so im Einklang mit den bisherigen gesicherten Ergebnissen der Quantentheorie.

Die Energie ε_σ bezieht sich aufs Grammolekül. Die aufs einzelne Molekül sich beziehende Größe $\frac{\varepsilon_\sigma}{N} = \varepsilon_\sigma^*$ wird man stets dann einführen, wenn das „Molekül“ ein System ist, welches als einzelnes Gebilde der Erfahrung zugänglich ist. Man hat dann

$$\frac{n_\sigma}{n_0} = w_\sigma = e^{-N\frac{\varepsilon_\sigma^* - \varepsilon_0^*}{RT}} \qquad 1\,b)$$

zu setzen.

§ 2. Entropie. NERNSTsches Theorem. Wir denken uns nun ein physikalisches System, das die Rolle des „Moleküls“ des vorigen Paragraphen spielt. Hierfür ist nötig, daß wir dieses System nicht isoliert, sondern mit einem unendlich großen Wärmereservoir in Verbindung denken. Den Zustand des Systems denken wir uns im thermodynamischen Sinne bestimmt durch die Temperatur und einen (oder mehrere) Parameter λ (z. B. Volumen). Die möglichen Zustände des Systems, ebenso also auch die realisierbaren Energiewerte ε_σ^* des Systems werden dann von den Parameterwerten λ abhängig sein. Bei konstantem λ werden wir die Gleichung 3 b) als gültig anzusehen haben. Die mittlere Energie des Systems wird dann gegeben sein durch

$$\overline{\varepsilon^*} = \frac{\sum \varepsilon_\sigma^* w_\sigma}{\sum w_\sigma} = \frac{\sum \varepsilon_\sigma^* e^{-\frac{N\varepsilon_\sigma^*}{RT}}}{\sum e^{-\frac{N\varepsilon_\sigma^*}{RT}}} = \frac{R}{N} T^2 \frac{d}{dT} \lg \{\sum e^{-\frac{N\varepsilon_\sigma^*}{RT}}\}. \qquad 3)$$

Hieraus ergibt sich die Entropie bei konstantem λ in Abhängigkeit von T:

$$S - S_0 = \int_{T_0}^{T} \frac{d\overline{\varepsilon^*}}{T} = \left|\frac{\overline{\varepsilon^*}}{T}\right|_{T_0}^{T} + \int_{T_0}^{T} \frac{\overline{\varepsilon^*}}{T^2}\, dT,$$

oder bei geeigneter Wahl des Wertes von S_0:

$$S = \frac{\overline{\varepsilon^*}}{T} + \frac{R}{N} \lg \{\Sigma e^{-\frac{N\varepsilon_\sigma^*}{RT}}\}. \tag{4}$$

Besitzt das System sehr viele Freiheitsgrade, so bringt es 1 b) bekanntlich mit sich, daß nur solche Zustände des Systems in Betracht kommen, welche einem kleinen Bereiche von ε_σ^* entsprechen. Man kann sich dann bei der Auswertung der in 4) auftretenden Summe auf diesen kleinen Bereich beschränken und in diesem ε_σ konstant setzen. Man erhält dann

$$S = \frac{R}{N} \lg Z, \tag{4a}$$

wobei Z die Anzahl der im Sinne der Quantentheorie möglichen Elementarzustände ist, welche dadurch dem Energiewert $\overline{\varepsilon^*}$ zugeordnet wird[1]. Gleichung 4a) spricht das Boltzmannsche Prinzip in der Boltzmann-Planckschen Fassung aus.

Wir haben bisher nur Zustandsänderungen bei konstantem λ in Betracht gezogen. Es fragt sich nun, ob 4 a) auch gültig bleibt solchen Zustandsänderungen des Systems gegenüber, bei welchen sich λ ändert. Diese Frage läßt sich nicht ohne besondere Hypothese beantworten. Die natürlichste Hypothese, die sich hier anbietet, ist Ehrenfests Adiabatenhypothese, die sich so aussprechen läßt:

Bei umkehrbarer adiabatischer Änderung von λ geht jeder quantentheoretisch mögliche Zustand wieder in einen derartigen Zustand über.

Diese Hypothese hat zur Konsequenz, daß die Zahl Z der quantentheoretisch möglichen Realisierbarkeiten eines thermodynamischen Zustandes bei adiabatischen Prozessen nicht geändert wird. Da dasselbe von S gilt, so haben wir nach

[1] Es entspricht dies einem Übergang von der „kanonischen" zur „mikrokanonischen" Gesamtheit.

Ehrenfests Adiabatenhypothese, welche eine sinngemäße Verallgemeinerung des Wienschen Verschiebungsgesetzes ist, zu schließen, daß das Boltzmannsche Prinzip in der Formel 4a) allgemeine Gültigkeit besitzt. Die Entropie eines Systems hat demnach für alle (thermodynamisch definierten) Zustände eines Systems denselben Wert, die sich im Sinne der Quantentheorie auf gleich viele Weisen realisieren lassen.

Wir fragen uns nun, ob wir hieraus nicht eine Erwartung ableiten können bezüglich des Gültigkeitsbereiches des Nernstschen Theorems. Es sei ein physikalisches System beim absoluten Nullpunkt in zwei thermodynamisch definierten Zuständen A_1 und A_2 vorhanden. Wir können die Entropiewerte dieser Zustände miteinander vergleichen, wenn wir die Zahl Z der quantentheoretisch beurteilten Realisierungsmöglichkeiten des Systemes auffinden können.

Wir werden den Zustand des Systems beim absoluten Nullpunkt als quantentheoretisch bzw. molekulartheoretisch vollständig beschrieben anzusehen haben (Mikrozustand), wenn die Orte angegeben sind, an denen sich die Schwerpunkte der einzelnen (numeriert gedachten) Atome aller das System konstituierenden Elemente befinden. Z ist dann die Zahl, welche angibt, wie viele derartige Mikrozustände möglich sind, ohne daß der Zustand, soweit er thermodynamisch definiert ist, verlassen wird.

Wenn alle Phasen des Systems chemisch homogen und in Raumgittern kristallisiert sind, derart, daß bestimmt ist, an welchen Raumstellen die Atome jeder Art gelagert sind, kann ich von einem Mikrozustand zu einem anderen in Z enthaltenen nur so übergehen, daß ich die Plätze von Atomen gleicher Art miteinander vertausche. Dagegen sind solche Zustände nicht mitzuzählen, die durch Vertauschung zweier Atome verschiedener Art entstehen. Sind im ganzen System n_1 Moleküle erster Art, n_2 Moleküle zweiter Art usw. vorhanden, so folgt hieraus für Z der Wert

$$Z = n_1!\, n_2! \ldots$$

Hieraus folgt mit Rücksicht auf 4a), daß die Entropie in allen derartigen Zuständen denselben Wert hat. Es folgt also die Gültigkeit von Nernsts Theorem in der Planckschen Form, d. h. für chemisch einfache, kristallisierte Stoffe.

Bilden aber z. B. zwei Atomarten eine Mischung, so darf man, ohne den thermodynamischen Zustand des Systems zu verlassen, zwei Atome verschiedener Art vertauschen. Man erhält dann

$$Z = (n_1 + n_2)!,$$

während für die Stoffe im entmischten Zustande

$$Z = n_1!\, n_2!$$

gelten würde. Hier gilt also beim absoluten Nullpunkt die Entropiegleichheit nicht. Man erhält vielmehr für die Entropiedifferenz zwischen den Stoffen im gemischten und ungemischten Zustande den Wert

$$\frac{R}{N} \lg \frac{(n_1 + n_2)!}{n_1!\, n_2!},$$

was für $n_1 = n_2 = N$ in den Wert $2R \lg 2$ übergeht.

Über die Fluoreszenz des Joddampfes. I;
von Wilhelm H. Westphal.

(Eingegangen am 1. August 1914.)

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben R. W. WOOD und W. P. SPEAS[1]) die Abhängigkeit der Fluoreszenzhelligkeit des Joddampfes von der Dichte desselben untersucht. Diese Messungen geschahen so, daß ein evakuiertes Glasgefäß, in dem sich eine hinreichende Menge von festem Jod befand, auf Temperaturen zwischen —30 und +75° gebracht wurde und die Helligkeit der Fluoreszenz durch Vergleich mit dem entsprechend filtrierten Licht eines Auerbrenners photometriert wurde. Die Resultate dieser Messung werden dann dazu benutzt, um festzustellen, in welchem Maße die Zumischung von Joddampf zu Joddampf dessen Fluoreszenz schwächt, um danach diesem, entsprechend dem früher von J. FRANCK und R. W. WOOD[2]) ausgesprochenen Gedanken, seinen Platz in der „Spannungsreihe der Gase“ zuzuweisen.

Es erhebt sich nun die Frage, wie der Mechanismus beschaffen ist, der bewirkt, daß bei der Vermehrung der Dichte des Joddampfes ebenso wie bei einer Zumischung anderer elektronegativer Gase die Fluoreszenzhelligkeit der einzelnen Moleküle abnimmt. Eine Dichtevermehrung erhöht die Zahl der Zusammenstöße jedes Moleküls und vermindert den mittleren Molekülabstand. Von beiden Faktoren kann man eine Verminderung der Fluoreszenzhelligkeit erwarten. J. FRANCK und R. W. WOOD (l. c.) machen die Annahme, daß die Zusammenstöße das Wesentliche seien. Die genannten Messungen von WOOD und SPEAS können allein keine Entscheidung liefern. Dazu ist es notwendig, einen einzigen der beiden Faktoren allein zu variieren, und dazu bietet sich die Temperaturabhängigkeit der Joddampffluoreszenz bei konstanter Dichte des Dampfes dar. WOOD und SPEAS nehmen als selbstverständlich an, daß ein reiner Temperatureinfluß nicht bestehe. Das ist aber doch wohl nicht so selbstverständlich, und ein Einfluß ist in der Tat vorhanden. Im folgenden soll über einige diesbezügliche Messungen berichtet werden.

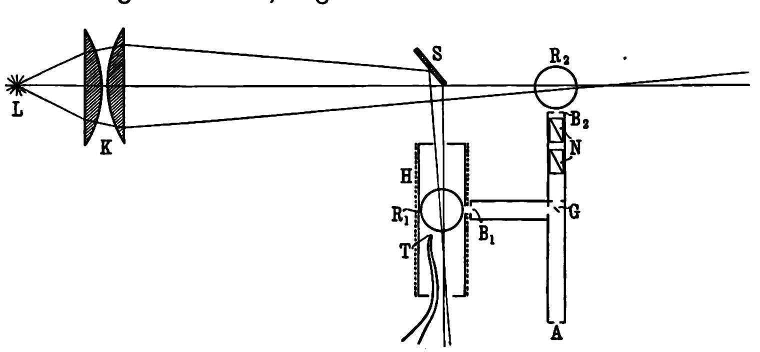
---

[1]) R. W. WOOD und W. P. SPEAS, Phil. Mag. (6) **27**, 531, 1914; Phys. ZS. **15**, 317, 1914.

[2]) J. FRANCK und R. W. WOOD, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 78, 1911.

*

Da es galt, den Temperatureinfluß von dem Einfluß der Dichtevermehrung zu isolieren, wurde mit Joddampf von konstanter Dichte gearbeitet. Zu diesem Zwecke wurde der Dampf in einem Quarzkolben eingeschlossen, in dem sich kein festes Jod befand. Dies geschah so, daß der Quarzkolben nach guter Evakuierung zusammen mit einem Ansatzrohr mit etwas festem Jod von der Pumpe abgeschmolzen wurde. Dieses Rohr wurde sodann in flüssige Luft getaucht, um etwa in den Kolben sublimierte Jodkristalle völlig zu entfernen und in dem Ansatzrohr zu sammeln. Dann wurde dieses in ein Wasserbad getaucht, das sich 1 bis 2° unter Zimmertemperatur befand, und schließlich, nachdem Gleichgewicht eingetreten war, abgeschmolzen. Es befand sich dann in



dem Quarzkolben Joddampf, entsprechend dem Dampfdruck bei 18°, d. h. von etwa 0,18 mm Druck nach den Messungen von BAXTER, HICKEY und HOLMES[1]).

Zur Untersuchung diente die in der Figur dargestellte Versuchsanordnung. Der Quarzkolben R_1 befand sich in einem elektrisch heizbaren Messingrohr H, das mit den erforderlichen Öffnungen zur Beleuchtung und Beobachtung versehen war. Daß das Magnetfeld des Heizstromes keinen meßbaren Einfluß auf die Fluoreszenzhelligkeit hatte, wie man es nach den Versuchen von W. STEUBING[2]) und von R. W. WOOD und G. RIBAUD[3]) vielleicht vermuten könnte, wurde durch besondere Versuche festgestellt. Als Vergleichslichtquelle diente ein Glaskolben R_2, der ebenfalls auf die oben beschriebene Weise mit Joddampf gefüllt war. Das

[1]) BAXTER, HICKEY und HOLMES, Journ. Amer. Chem. Soc. 29, 127, 1907.
[2]) W. STEUBING, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1181, 1913.
[3]) R. W. WOOD und G. RIBAUD, Phil. Mag. (6) 27, 1009, 1914.

Gas in beiden Kolben wurde von der gleichen Bogenlampe L erregt, indem der aus dem Kondensator K austretende Lichtkegel durch einen Spiegel S in zwei zueinander senkrechte Kegel zerlegt wurde. Auf diese Weise wurden Schwankungen der Helligkeit der Lampe unschädlich gemacht. Diese war eine selbstregulierende 5-Amp.-Lampe von Weule mit sehr dünner Kohle, bei der ein Wandern des Kraters nie eintritt und die überhaupt sehr konstant brennt. Ein Wasserkasten verhinderte wesentliche Erwärmung von der Bogenlampe her.

Als Photometer diente ein Glassplitterphotometer der von R. W. Wood[1]) beschriebenen Art, dessen Einrichtung aus der Figur zu ersehen ist. Die Blende B_2 erscheint für den in A befindlichen Beobachter als eine vom Licht des Vergleichsrohres R_2 beleuchtete Scheibe, deren Helligkeit durch Drehen des einen der beiden Nicols N, der mit einem Teilkreis verbunden war, in bekannter Weise meßbar verändert werden konnte. Das Licht von dem zu untersuchenden Kolben R_1 fiel durch die Blende B_1 auf ein unter 45° gestelltes scharfkantiges, versilbertes Glassplitterchen G und von dort nach A, so daß der Splitter je nach dem Helligkeitsverhältnis hell oder dunkel vor B_2 erschien. Bei geeigneter Stellung der Nicols verschwindet die scharfe Kante des Splitters vor der Blende B_2, wenn nämlich die scheinbare Flächenhelligkeit der Blenden B_1 und B_2 die gleiche ist. Eine Änderung der Fluoreszenzhelligkeit in R_1 kann auf diese Weise gemessen werden.

Zur Messung der Temperatur im Heizrohr diente ein Pt—PtRh-Thermoelement von Heräus. Wegen der durch die notwendigen Öffnungen bedingten Luftzirkulation war die Temperatur ziemlich ungleichmäßig verteilt. Die angegebenen Zahlen sind Mittelwerte aus den Temperaturen in der Nähe des Kolbens.

Es wurde nun so verfahren, daß einmal bei einer tieferen und einmal bei höherer Temperatur photometriert wurde, und zwar in wechselnder Reihenfolge. Eine große Genauigkeit war dabei jedoch aus verschiedenen Gründen nicht zu erreichen. Einmal war es nicht möglich, in dem Quarzkolben einen schönen gleichmäßigen Fluoreszenzkegel zu erzeugen wegen der unvermeidlichen Ungleichmäßigkeiten der Wandung. Aus dem gleichen Grunde gelangte auch ziemlich viel reflektiertes Licht der Bogen-

[1]) R. W. Wood, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 72, 1911.

lampe in das Photometer. Die Intensität desselben wurde dadurch bestimmt, daß der Joddampf durch Auflegen von fester Kohlensäure kondensiert und das falsche Licht allein photometriert wurde. Wegen des Farbunterschiedes gegenüber der Vergleichslichtquelle steckt hierin eine gewisse Unsicherheit. Bei den höheren Temperaturen wird die Photometrierung noch dadurch unsicher, daß eine geringe Farbänderung der Fluoreszenz ins Rötliche eintritt. Einen ganz analogen Effekt beobachtet man bei Vergrößerung der Dampfdichte, und FRANCK und WOOD (l. c.) fanden ihn ebenfalls bei der Zumischung von anderen Gasen zum Joddampf. Die Messungen können deshalb nur dazu dienen, die Änderung der Fluoreszenzhelligkeit qualitativ sicherzustellen. Die Resultate der einzelnen Beobachtungen weichen sehr voneinander ab, so daß ihr Mittelwert nur als Größenordnung des Effektes zu betrachten ist.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt: h_1 und h_2 sind die von dem Einfluß des falschen Lichtes befreiten relativen Helligkeiten bei den Temperaturen t_1 und t_2, γ ist gleich $h_2 : h_1$.

t_1	t_2	h_1	h_2	γ
55°	380°	0,089	0,083	0,93
50	385	0,111	0,110	0,99
50	400	0,42	0,38	0,91
20	360	0,42	0,35	0,83
20	290	0,38	0,35	0,92
125	310	0,30	0,27	0,90
90	310	0,32	0,28	0,88
		Mittelwert		
59°	348°	—	—	0,91

Es fragt sich nun, welche Schlüsse man aus diesem Resultat ziehen kann. Wenn man diese Messungen mit denen von WOOD und SPEAS vergleichen will, so ist dabei zu bedenken, daß bei den hier benutzten Temperaturen und Drucken bereits eine Dissoziation des Joddampfes eintritt. Nach einer von O. SACKUR[1]) gegebenen Gleichung kann man für den hier benutzten Joddampf, der bei 18° einen Druck von 0,18 mm hatte, den Bruchteil x der dissoziierten Moleküle berechnen und findet bei $T = 600°$ abs.

[1]) O. SACKUR, Thermochemie u. Thermodynamik (Berlin 1912), S. 239.

$x = 0{,}74$ Proz., bei $T = 621^0$, entsprechend $t = 348^0$, etwa 1,1 Proz., bei 700^0 abs. $x = 3$ Proz.

Es ist unbekannt, in welchem Sinne die Dissoziation eines Moleküls auf die Fluoreszenzhelligkeit seiner Komponenten einwirkt. Eine wesentliche Verstärkung der Helligkeit der J-Atome gegenüber denselben Atomen im Verband des J-Moleküls ist ebensowenig wahrscheinlich wie eine wesentliche Schwächung. Jedenfalls könnte sogar ein wesentliches Aufhören der Fluoreszenz der dissoziierten Moleküle in unserem Falle die Größenordnung des gefundenen Effektes nicht erklären. Man kann danach, entsprechend den eingangs gemachten Überlegungen, die Vermehrung der Stoßzahl mit steigender Temperatur als die eigentliche Ursache der Fluoreszenzschwächung ansehen. Die wahrscheinlichste Beziehung zwischen der Fluoreszenzhelligkeit h eines Moleküls und der Stoßzahl z ist jedenfalls

$$h = h_0 \, . \, e^{-\alpha z}.$$

Betrachtet man den Einfluß der Dissoziation als unwesentlich, so kann man aus den vorliegenden Messungen den Wert von α berechnen. Nimmt man den mittleren Radius des Jodmoleküls, berechnet aus dem Atomvolumen, zu $2 \, . \, 10^{-8}$ cm an, so ergibt sich im vorliegenden Falle

$$z = 1{,}5 \, . \, 10^4 \sqrt{T}.$$

Es ist dann $$\alpha = 0{,}934 \, . \, 10^{-6}.$$

Wenn bei einer Vermehrung der Dampfdichte, wie bei den Messungen von WOOD und SPEAS, auch nur die Vermehrung der Stoßzahl eine Rolle spielte, so könnte man einen Ausdruck für die Druckabhängigkeit der Jodfluoreszenz aus derselben Gleichung für die Helligkeit eines einzelnen Moleküls ableiten. Es müßte dann die Helligkeit eines fluoreszierenden Gasvolumens, das N Moleküle enthält, gegeben sein durch

$$H = N \, . \, h_0 \, . \, e^{-\alpha z}.$$

Oder wenn man statt N und z den Druck p des Gases einführt,

$$H = \text{const} \, . \, p \, . \, e^{-\beta p}.$$

Nun ist, wie man leicht zeigen kann, $\beta = \frac{1}{p_0}$, wo p_0 den Druck bezeichnet, bei dem maximale Helligkeit eintritt. Dies ist der Fall für $p = 0{,}25$ mm, woraus folgt, daß $\beta = 4$. Da aber $\alpha z = \beta p$, so kann man aus β, p und z den Wert von α wieder

mit Hilfe der gleichen Daten wie oben berechnen, und es ergibt sich dann $\alpha = 2{,}73 \cdot 10^{-6}$, also dreimal so groß wie aus meinen Messungen. Dieser Wert von α würde eine Abnahme um 24 Proz. statt um 9 Proz. erwarten lassen, was völlig außerhalb der Versuchsfehler liegt[1]).

Dies beweist, daß die Schwächung der Helligkeit der Fluoreszenz des Joddampfes bei Vermehrung seiner Dichte nicht allein durch die Vermehrung der Stoßzahl hervorgerufen wird, sondern daß dabei noch andere Faktoren in stärkerem Maße mitwirken. Dieser Schluß wird noch dadurch gestärkt, daß die von WOOD und SPEAS gemessene Kurve durch obige Gleichung für H nicht befriedigend wiedergegeben wird. Während sie sich bis etwa zum Maximum den Messungen gut anpaßt, gibt sie bei höheren Drucken viel zu kleine Werte. Es scheint daher der Schluß berechtigt, daß außer den Zusammenstößen vor allem auch die Veränderung des mittleren Molekülabstandes einen Einfluß auf die Fluoreszenzhelligkeit des Joddampfes ausübt. Doch dürfte es an der Hand des bisher vorliegenden experimentellen Materials schwer sein, diese Annahme rechnerisch zu prüfen.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine Abnahme der Fluoreszenzhelligkeit von Joddampf von konstanter Dichte mit steigender Temperatur gefunden.

2. Durch Vergleich dieser Messungen mit denen von WOOD und SPEAS über die Abhängigkeit der Joddampffluoreszenz von der Dichte wird der Schluß gezogen, daß die Helligkeit der Joddampffluoreszenz nicht nur durch die Zahl der Zusammenstöße der Jodmoleküle miteinander oder anderen elektronegativen Molekülen beeinflußt wird, sondern wesentlich auch durch den mittleren Abstand der Moleküle voneinander.

Diese Arbeit wurde wesentlich gefördert durch Mittel, die ich der Jagorstiftung zu Berlin verdanke.

Berlin, Physikal. Inst. der Universität, Juli 1914.

[1]) Das Verhältnis der beiden Werte von α ist ganz unabhängig von den benutzten molekularen Daten.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 30. September 1914. Nr. 17/18.

Zurückwerfung und Brechung elastischer Wellen; von Karl Uller.

(Eingegangen am 26. August 1914.)

In aller Kürze möchte ich einige der neuen Ergebnisse mitteilen, über die ich seit Jahren verfüge.

Würden die nachfolgenden Auszüge sowie noch weiter folgende lediglich in Kurzschrift die bisher in Umlauf befindlichen Formeln wiedergeben, so würde ich sie an dieser Stelle gewiß nicht veröffentlichen. Sie geben in Wirklichkeit eine wesentliche Erweiterung und Berichtigung unserer bisherigen Vorstellungen über Wellenausbreitung und zugleich die allgemeinsten Formeln überhaupt. Die Auseinanderlegung der Formeln nebst der Rechenmethoden und die Besprechung der Ergebnisse muß auf spätere Zeiten verschoben werden. Ich beginne mit elastischen Planwellen.

§ 1. Grundlagen der Elastik in homogenen isotropen Medien. Es bezeichne: D die Massendichte, ε_v den Volumenmodul, ε_g den Gestaltmodul, $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$ die Hauptdilatationen, $\mathfrak{S}$ die Verrückung. Nach der in der Praxis üblichen YOUNG-POISSONschen Bezeichnungsweise ist

$$\varepsilon_v = E/3(1-2\mu) > 0 \quad \text{und} \quad \varepsilon_g = E/2(1+\mu) > 0.$$

Wenn wir die Wirkung äußerer veränderlicher Kräfte außer acht lassen können, haben wir als elastische Energiedichte

$$w = {}^1/_2\, \varepsilon_v \{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3\}^2 + {}^1/_3\, \varepsilon_g \{(\lambda_2 - \lambda_3)^2 + (\lambda_3 - \lambda_1)^2 + (\lambda_1 - \lambda_2)^2\}. \qquad 1)$$

Das erste Glied stellt die volle aus dem Widerstand gegen Volumänderung stammende elastische Energie dar, das zweite die volle aus dem Widerstand gegen Scherung stammende.

Als Spannung in der Flächeneinheit mit der Einheitsnormale $\mathfrak{n}$ haben wir

$$\mathfrak{T} = (\varepsilon_v - {}^2/_3\, \varepsilon_g) \operatorname{div} \mathfrak{S} . \mathfrak{n} + 2\, \varepsilon_g (\mathfrak{n} \nabla) \mathfrak{S} + \varepsilon_g [\mathfrak{n} \operatorname{rot} \mathfrak{S}];$$
$$\operatorname{div} \mathfrak{S} = - \varDelta D / D. \qquad 2)$$

Da die Spannung linear hinsichtlich der Verrückung ist, ist bei reinen Sinusschwingungen der Erregung der zeitliche Mittelwert $\overline{\mathfrak{T}} = 0$. Ferner haben wir als Bewegungsgleichung

$$\ddot{\mathfrak{S}} = \varepsilon_v / D . \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{S} + \varepsilon_g / D . \{\nabla^2 \mathfrak{S} + {}^1/_3 \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{S}\} \qquad 3)$$

und als Maß für die Strömungsdichte der elastischen Energie in Richtung der Flächennormale $\mathfrak{n}$:

$$\mathfrak{R}_\mathfrak{n} = - (\mathfrak{T} \dot{\mathfrak{S}}). \qquad 4)$$

Grenzbedingungen. a) Für die druckfreie Oberfläche $O = \text{const}$ eines Mediums:

$$\mathfrak{T} = 0 \quad \text{für } \mathfrak{n} = \mathfrak{k}, \qquad 5)$$

wo $\mathfrak{k}$ die Flächennormale bezeichnet.

b) Für zwei aneinander haftende Medien gibt es zwei Bedingungen:

1. Gleichheit der Verrückungen, also

$$\mathfrak{S}_1 = \mathfrak{S}_2 \qquad 6)$$

2. Gegenseitige Aufhebung des Druckes oder Zuges auf ein Flächenelement der Trennungsfläche $T = \text{const}$, also

$$\mathfrak{T}_1 + \mathfrak{T}_2 = 0, \qquad 7)$$

wobei für $\mathfrak{n}_2 = + \mathfrak{k}$, für $\mathfrak{n}_1 = - \mathfrak{k}$ zu setzen ist, wenn $\mathfrak{k}$ von 1) nach 2) gerichtet ist.

Zerlegungen. Setzen wir $\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_g + \mathfrak{S}_v$ und $\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_g + \mathfrak{T}_v$, so lassen sich durch Zerlegungen und Zusatzbedingungen folgende beiden Gleichungssysteme aus 2) und 3) gewinnen:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{div} \mathfrak{S}_g &= 0 \\ \ddot{\mathfrak{S}}_g &= \varepsilon_g / D . \nabla^2 \mathfrak{S}_g = - \varepsilon_g / D . \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{S}_g \\ \mathfrak{T}_g &= \varepsilon_g [\mathfrak{n} \operatorname{rot} \mathfrak{S}_g] + 2\, \varepsilon_g (\mathfrak{n} \nabla) \mathfrak{S}_g. \end{aligned}\right\} \qquad 8)$$

Die Zusatzbedingung: $\operatorname{div} \mathfrak{S}_g = 0$ besagt, daß die Deformationen im homogenen Bereich das Volumen, also auch die Dichte, ungeändert lassen. Daher sind Wellen dieser Art Scherungswellen benannt.

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{rot} \mathfrak{S}_v = 0 \\ &\ddot{\mathfrak{S}}_v = (\varepsilon_v + {}^4/_3\, \varepsilon_g)/D . \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{S}_v = (\varepsilon_v + {}^4/_3\, \varepsilon_g)/D . \nabla^2 \mathfrak{S}_v \\ &\mathfrak{T}_v = (\varepsilon_v - {}^2/_3\, \varepsilon_g) \operatorname{div} \mathfrak{S}_v . \mathfrak{n} + 2\, \varepsilon_g (\mathfrak{n} \nabla) \mathfrak{S}_v \\ &-\Delta D/D = \operatorname{div} \mathfrak{S}_v . \end{aligned}\right\} \quad 9)$$

Die Zusatzbedingung: $\operatorname{rot} \mathfrak{S}_v = 0$ besagt, daß durch die Deformationen im homogenen Bereich die Hauptdilatationsachsen keine Drehung erfahren. Wellen dieser Art heißen daher Dilatations- oder Verdünnungswellen.

Beide Wellensysteme haben bezüglich der Variablen nur noch die Dichte D gemeinsam, falls beide im selben Raume zugleich bestehen. Solange die Dichteschwankungen sehr klein sind, sind wir durchaus berechtigt, auch in diesem Falle beide Systeme als selbständig anzunehmen. Wir dürfen überhaupt D allemal durch seinen konstanten Mittelwert ersetzen. — Für das zweite Wellensystem gilt nicht das HUYGHENSsche Prinzip.

Die festen Richtungen der orthogonalen Hauptdilatationsachsen $\mathfrak{n}_1, \mathfrak{n}_2, \mathfrak{n}_3$ in Verdünnungswellen wollen wir feststellen für die elementare Schwingungsform der Erregung[1]); dann hat die Verrückung die Form $\mathfrak{S}_v = \Sigma_v e^{i\nu t}$. Da die Hauptdilatationsachsen den Grundannahmen der Theorie gemäß zu jeder Zeit mit den Hauptspannungsachsen zusammenfallen, auf denen die Schubspannungen verschwinden, müssen wir

$$[\mathfrak{T}_v \mathfrak{n}] = 0 = [\mathfrak{n}, (\mathfrak{n} \nabla) \Sigma_v] \qquad 10)$$

untersuchen. Führen wir statt des Einheitsvektors $\mathfrak{n}$ den Radiusvektor $\mathfrak{R} = |\mathfrak{R}| . \mathfrak{n}$ ein, so ergibt sich

$$[\mathfrak{R} \operatorname{grad} (\mathfrak{R} \Sigma_v)] - [\mathfrak{R} \Sigma_v] = 0, \qquad 11)$$

also

$$\big([\mathfrak{R} \Sigma_v], \operatorname{grad} [\mathfrak{R} \Sigma_v]\big) = 0. \qquad 12)$$

Eine Lösung hiervon ist $\mathfrak{R}_1 = \alpha [\Sigma_v \Sigma_v^*]$, weil dann der Gradient verschwindet. Die eine Achse liegt also parallel der Rotationsachse von $\mathfrak{S}_v$, die beiden anderen liegen demgemäß in der Rotations-

[1]) Vgl. hierüber K. ULLER, Die kinematische, die physikalische Welle. Jahrb. f. drahtl. Telegr. 1914; im Erscheinen begriffen.

ebene von $\mathfrak{S}_v$. Sie fallen zusammen mit $\mathfrak{S}_{v\,\max}$ und $\mathfrak{S}_{v\,\min}$, falls wir insbesondere permanente Schwingungen voraussetzen. Um das zu beweisen, multiplizieren wir 11) skalar mit Σ_v^*. Daraus kommt

$$([\mathfrak{N}\Sigma_v^*], \operatorname{grad}(\mathfrak{N}\Sigma_v)) = 0. \tag{13}$$

Dies und 12) mit H^* und $H = \sqrt[4]{(\Sigma_v^*\Sigma_v^*)/(\Sigma_v\Sigma_v)}$ versehen, liefert durch Addition bzw. Subtraktion

$$[\mathfrak{N}_2, H\Sigma_v + H^*\Sigma_v^*] = 0 \quad \text{und} \quad [\mathfrak{N}_3, H\Sigma_v - H^*\Sigma_v^*] = 0, \tag{14}$$

womit der Beweis erbracht ist. — Da nach 10) $(\mathfrak{n}_2\nabla)\Sigma_v // \mathfrak{n}_2$ und $(\mathfrak{n}_3\nabla)\Sigma_v // \mathfrak{n}_3$ ist, hat die Hauptspannung in Richtung der Rotationsachse von $\mathfrak{S}_v$ den Wert $\mathfrak{T}_{v1} = (\varepsilon_v - {}^2/_3\,\varepsilon_g)\operatorname{div}\Sigma_v e^{i\nu t}.\mathfrak{n}_1$; sie verschwindet bei Strichpolarisation, aber auch bei Kreispolarisation in Planwellen.

Für eine elastische Scherungswelle mit elementarer Schwingungsform:

$$\mathfrak{S}_g = \mathfrak{f}.e^{i\Phi_g}e^{i\nu t} \tag{15}$$

liefert das Gleichungssystem 8)

$$-i\operatorname{div}\mathfrak{f} = (\mathfrak{w}_g\mathfrak{f}) \tag{16}$$

$$\left.\begin{aligned} a_g.\mathfrak{f} &= \mathfrak{w}_g^2\mathfrak{f} + i\operatorname{div}\mathfrak{f}.\mathfrak{w}_g - i[\mathfrak{w}_g\operatorname{rot}\mathfrak{f}] - i\operatorname{rot}[\mathfrak{w}_g\mathfrak{f}] + \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{f},\\ &\text{oder auch}\\ &= \{\mathfrak{w}_g^2 + i\operatorname{div}\mathfrak{w}_g\}\mathfrak{f} - \nabla^2\mathfrak{f} + 2i(\mathfrak{w}_g\nabla)\mathfrak{f};\quad a_g = \nu^2 D/\varepsilon_g \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{T}_g &= \varepsilon_g\{2(\mathfrak{n}\nabla)\mathfrak{f} + [\mathfrak{n}\operatorname{rot}\mathfrak{f}] - i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{n})\mathfrak{f} - i(\mathfrak{f}\mathfrak{n})\mathfrak{w}_g\}e^{i\Phi_g}e^{i\nu t}\\ &= \varepsilon_g\{\operatorname{grad}(\mathfrak{f}\mathfrak{n}) + \operatorname{rot}[\mathfrak{f}\mathfrak{n}] - [\mathfrak{f}\operatorname{rot}\mathfrak{n}] + \mathfrak{n}\operatorname{div}\mathfrak{f}\\ &\qquad - \mathfrak{f}\operatorname{div}\mathfrak{n} - i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{n})\mathfrak{f} - i(\mathfrak{f}\mathfrak{n})\mathfrak{w}_g\}e^{i\Phi_g}e^{i\nu t}. \end{aligned} \tag{18}$$

Insbesondere für eine Scherungsplanwelle:

$$\mathfrak{S}_g = \mathfrak{f}.e^{-i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{r})}e^{i\nu t} \tag{19}$$

mit $\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{w}_g = \text{const}$ haben wir

$$(\mathfrak{w}_g\mathfrak{f}) = 0; \tag{20}$$

$$\mathfrak{w}_g^2 = a_g \tag{21}$$

$$\mathfrak{T}_g = -i\varepsilon_g\{(\mathfrak{w}_g\mathfrak{n})\mathfrak{f} + (\mathfrak{f}\mathfrak{n})\mathfrak{w}_g\}e^{-i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{r})}e^{i\nu t}, \tag{22}$$

also die Normalspannung:

$$(\mathfrak{T}_g\mathfrak{n})\mathfrak{n} = -2i\varepsilon_g(\mathfrak{w}_g\mathfrak{n})(\mathfrak{f}\mathfrak{n})\mathfrak{n}.e^{-i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{r})}e^{i\nu t}, \tag{23}$$

die Tangentialspannung:

$$\big[\mathfrak{n}[\mathfrak{T}_g\mathfrak{n}]\big] = -i\varepsilon_g\{(\mathfrak{f}\mathfrak{n})\mathfrak{w}_g + (\mathfrak{w}_g\mathfrak{n})\{\mathfrak{f} - 2(\mathfrak{f}\mathfrak{n})\mathfrak{n}\}\}e^{-i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{r})}e^{i\nu t}. \tag{24}$$

Die Drehung der Hauptdilatationsachsen mißt der Vektor

$$^1/_2\operatorname{rot}\mathfrak{S}_g = {}^1/_2.i[\mathfrak{f}\mathfrak{w}_g]e^{-i(\mathfrak{w}_g\mathfrak{r})}e^{i\nu t}; \tag{25}$$

er bewegt sich spiralig in einer Ebene, deren Normale parallel

$$e^{+2(\mathfrak{w}_g''\mathfrak{r})}/8\,i\cdot\{\mathfrak{f}^*(\mathfrak{f}\,[\mathfrak{w}_g\,\mathfrak{w}_g^*])+\mathfrak{w}_g^*(\mathfrak{w}_g\,[\mathfrak{f}\,\mathfrak{f}^*])\} \qquad 26)$$

weist.

Durch skalare Multiplikation der Gl. 22) mit der nach t differentiierten Gl. 19), die beide wir uns vollständig angeschrieben denken, erhalten wir:

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_{g\mathfrak{n}} = {} & e^{i(\nu-\nu^*)t}\,e^{-i(\mathfrak{w}_g-\mathfrak{w}_g^*,\mathfrak{r})}\,\varepsilon_g/4\cdot\{(\mathfrak{f}\,\mathfrak{f}^*)(\nu^*\,\mathfrak{w}_g+\nu\,\mathfrak{w}_g^*,\mathfrak{n})+\nu(\mathfrak{f}^*\,\mathfrak{n})(\mathfrak{w}_g^*\,\mathfrak{f}) \\ & +\nu^*(\mathfrak{f}\,\mathfrak{n})(\mathfrak{w}_g\,\mathfrak{f}^*)\}-\varepsilon_g/4\cdot\{e^{i\,2\,[\nu t-(\mathfrak{w}_g\mathfrak{r})]}\,\nu\,(\mathfrak{w}_g\,\mathfrak{n})\,\mathfrak{f}^2 \\ & +e^{-i\,2\,[\nu^* t-(\mathfrak{w}_g^*\mathfrak{r})]}\,\nu^*(\mathfrak{w}_g^*\,\mathfrak{n})\,\mathfrak{f}^{*2}. \end{aligned} \qquad 27)$$

Für rein oder fast rein periodische Sinusschwingungserregung ($\nu^* \simeq \nu$) bekommen wir hieraus den zeitlichen Mittelwert $\overline{\mathfrak{R}}_{g\mathfrak{n}}$, wenn wir die zweite geschweifte Klammer streichen.

Für eine elastische Verdünnungswelle mit elementarer Schwingungsform:

$$\mathfrak{S}_v = \mathfrak{s}\,.\,e^{i\Phi_v}\,e^{i\nu t} \qquad 28)$$

nimmt das Gleichungssystem 9) die Form an:

$$\operatorname{rot}\mathfrak{s} = i\,[\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s}], \text{ also } (\mathfrak{s}\operatorname{rot}\mathfrak{s}) = 0 \qquad 29)$$

$$\left.\begin{aligned} a_v\,\mathfrak{s} & = \{\mathfrak{w}_v^2+i\operatorname{div}\mathfrak{w}_v\}\,\mathfrak{s}-\nabla^2\mathfrak{s}+2\,i\,(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s})\,\mathfrak{s}, \text{ oder auch} \\ & = -\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{s}+(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s})\,\mathfrak{w}_v+i\operatorname{div}\mathfrak{s}\,.\,\mathfrak{w}_v+i\operatorname{grad}(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s}); \\ a_v & = \nu^2 D/(\varepsilon_v+{}^4/_3\,\varepsilon_g), \text{ also } a_v'/a_g' = a_v''/a_g'' = \varepsilon_g/(\varepsilon_v+{}^4/_3\,\varepsilon_g). \end{aligned}\right\} \qquad 30)$$

Weiter wird die Verdünnung:

$$\operatorname{div}\mathfrak{S}_v = \delta\,.\,e^{i\Phi_v}\,e^{i\nu t};\quad \delta = \operatorname{div}\mathfrak{s}-i\,(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s}), \qquad 31)$$

folglich:

$$\mathfrak{T}_v = \{(\varepsilon_v-{}^2/_3\,\varepsilon_g)\,\delta\,.\,\mathfrak{n}+2\,\varepsilon_g\,\{(\mathfrak{n}\nabla)\,\mathfrak{s}-i(\mathfrak{w}_v\mathfrak{n})\,\mathfrak{s}\}\}\,e^{i\Phi_v}\,e^{i\nu t}. \qquad 32)$$

Aus dem Verschwinden der Schubspannungen, der Bedingung für die Lage der Hauptdilatationsachsen, ergibt sich

$$[\mathfrak{n},(\mathfrak{n}\nabla)\,\mathfrak{s}]-i\,(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{n})\,[\mathfrak{n}\,\mathfrak{s}] = 0 \text{ für } \mathfrak{n} = \mathfrak{n}_1,\mathfrak{n}_2,\mathfrak{n}_3. \qquad 33)$$

Durch skalare Multiplikation mit $\mathfrak{s}$ und $\mathfrak{w}_v$ kommt unter Berücksichtigung von 29)

$$i\,\{(\mathfrak{n}\,\mathfrak{w}_v)\,\mathfrak{s}^2-(\mathfrak{n}\,\mathfrak{s})\,(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s})\} = -(\mathfrak{n}\,[\mathfrak{s},(\mathfrak{n}\nabla)\,\mathfrak{s}]); \qquad 34)$$

$$i\,\{(\mathfrak{n}\,\mathfrak{s})\,\mathfrak{w}_v^2-(\mathfrak{n}\,\mathfrak{w}_v)\,(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{s})\} = (\mathfrak{n}\,[\mathfrak{w}_v,(\mathfrak{n}\nabla)\,\mathfrak{s}])-i\,(\mathfrak{n}\,\mathfrak{w}_v)\,(\mathfrak{w}_v\,[\mathfrak{n}\,\mathfrak{s}]). \qquad 35)$$

Daraus folgt

$$\mathfrak{s} = \gamma\,\mathfrak{w}_v;\quad \gamma = \sqrt{\mathfrak{s}^2/\mathfrak{w}_v^2} \qquad 36)$$

und

$$([\mathfrak{n}\,\mathfrak{s}]\,(\mathfrak{n}\nabla)\,\mathfrak{s}) = 0 \text{ für } \mathfrak{n} = \mathfrak{n}_1,\mathfrak{n}_2,\mathfrak{n}_3. \qquad 37)$$

Die Beziehung 36) muß auch außerhalb der Hauptachsen, also im ganzen Felde gelten, denn $\mathfrak{s}$ ist unabhängig von der Tensornormale $\mathfrak{n}$. Während bei den Scherungswellen zwischen $\mathfrak{f}$, dem Wellenvektor der Verrückung, und der Wellennormale $\mathfrak{w}$ nur eine skalare Beziehung besteht, ist bei Verdünnungswellen $\mathfrak{s}$, der Wellenvektor der Verrückung, mit $\mathfrak{w}$ durch eine vektorielle Beziehung, also durch eine viel engere, verknüpft.

Aus 36) und 29) folgt noch

$$\operatorname{rot} \mathfrak{s} = 0, \tag{38}$$

also grad γ prop. $\mathfrak{w}_v$ und nach 37):

$$\left([\mathfrak{n}\,\mathfrak{w}_v](\mathfrak{n}\nabla)\,\mathfrak{w}_v\right) = 0 \text{ für } \mathfrak{n} = \mathfrak{n}_1, \mathfrak{n}_2, \mathfrak{n}_3.$$

Insbesondere für eine Verdünnungsplanwelle:

$$\mathfrak{S}_v = \mathfrak{s} \,.\, e^{-i(\mathfrak{w}_v \mathfrak{r})}\, e^{i\nu t} \tag{39}$$

mit $\mathfrak{s}$ und $\mathfrak{w}_v = \text{const}$ gilt

$$\mathfrak{w}_v^2 = a_v; \tag{40}$$

$$\mathfrak{s} = i\,\delta/a_v \,.\, \mathfrak{w}_v \tag{41}$$

nach 36), 31) und 40). Somit

$$\delta = \sqrt{-\mathfrak{s}^2 \,.\, a_v} \quad \text{und} \quad \delta\,\delta^* = \mathfrak{s}\,\mathfrak{s}^* \,.\, a_v\, a_v^*/(\mathfrak{w}_v\, \mathfrak{w}_v^*). \tag{42}$$

Die Verrückung bewegt sich spiralig in einer Ebene, deren Normale in Richtung

$$[\mathfrak{s}\,\mathfrak{s}^*]/2\,i = e^{+2(\mathfrak{w}_v'' \mathfrak{r})}\,\delta\,\delta^*/a_v\, a_v^* \,.\, [\mathfrak{w}_v\, \mathfrak{w}_v^*]/2\,i \tag{43}$$

weist.

Für permanente Schwingungen berechnet sich die Elliptizität der Verrückung zu

$$\varepsilon = \sqrt{a_v\, a_v^*/(\mathfrak{w}_v\, \mathfrak{w}_v^*)}. \tag{44}$$

Weiter läßt sich zeigen, daß die Phase der Verdünnung derjenigen der Verrückung um $^1/_2 \operatorname{arctg} a_v''/a_v'$ voreilt.

Für die Spannungen erhalten wir, da $(\varepsilon_v - {}^2/_3\, \varepsilon_g)/\varepsilon_g = (a_g - 2\,a_v)/a_v$ ist,

$$\mathfrak{T}_v = \varepsilon_g \,.\, \delta/a_v \left\{(a_g - 2\,a_v)\,\mathfrak{n} + 2\,(\mathfrak{w}_v \mathfrak{n})\,\mathfrak{w}_v\right\} e^{-i(\mathfrak{w}_v \mathfrak{r})}\, e^{i\nu t}, \tag{45}$$

also die Normalspannung:

$$(\mathfrak{T}_v \mathfrak{n})\,\mathfrak{n} = \varepsilon_g \,.\, \delta/a_v \,.\, \{a_g - 2\,a_v) + 2\,(\mathfrak{w}_v \mathfrak{n})^2\}\,\mathfrak{n}\, e^{-i(\mathfrak{w}_v \mathfrak{r})}\, e^{i\nu t} \tag{46}$$

und die Tangentialspannung:

$$\left[\mathfrak{n}\,[\mathfrak{T}_v \mathfrak{n}]\right] = \varepsilon_g \,.\, \delta/a_v \,.\, 2\,(\mathfrak{w}_v \mathfrak{n}) \cdot \{\mathfrak{w}_v - (\mathfrak{w}_v \mathfrak{n})\,\mathfrak{n}\}\, e^{-i(\mathfrak{w}_v \mathfrak{r})}\, e^{i\nu t}. \tag{47}$$

Durch skalare Multiplikation der Gl. 45) mit der nach t differentiierten Gl. 39), die beide wir uns vollständig angeschrieben denken, erhalten wir: $\mathfrak{R}_{v\mathfrak{n}} = e^{i(\nu - \nu^*, t)}\, e^{-i(\mathfrak{w}_v - \mathfrak{w}_v^*, \mathfrak{r})}\, \varepsilon_g/4 \,.\, \delta\,\delta^*/a_v\,a_v^* \cdot$

$$\{(a_g - 2\,a_v)\,\nu^*(\mathfrak{w}_v^*\,\mathfrak{n}) + (a_g^* - 2\,a_v^*)\,\nu(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{n}) + 2(\mathfrak{w}_v\,\mathfrak{w}_v^*)\,(\nu^*\,\mathfrak{w}_v + \nu\,\mathfrak{w}_v^*, \mathfrak{n})\}$$
$$+ \varepsilon_g/4 \cdot \{e^{i2[\nu t - (\mathfrak{w}_v\mathfrak{r})]}\,\nu\,\delta^2\,a_g/a_v^2 + e^{-i2[\nu^* t - (\mathfrak{w}_v^*\mathfrak{r})]}\,\nu^*\,\delta^{*2}\,a_g^*/a_v^{*2}\}. \qquad 48)$$

Bei rein oder fast rein periodischen Sinusschwingungen ($\nu^* \cong \nu$) erhalten wir den zeitlichen Mittelwert $\overline{\mathfrak{R}}_{v\mathfrak{n}}$, indem wir die zweite geschweifte Klammer streichen.

§ 2. **Einfall einer Scherungsplanwelle gegen eine druckfreie, ebene Oberfläche.** Die durch die Oberfläche ausgelösten Wellen werden eine Scherungswelle sowie eine Verdünnungswelle sein, denen wir den Zeiger r geben wollen. Wir werden sehen, daß die Grenzbedingung $\mathfrak{T} = 0$ an $(k\mathfrak{r}) = 0$ diese Annahme verlangt. Versehen wir die einfallende Welle mit dem Zeiger i, so muß erfüllt sein:

$$\{\mathfrak{s}_i(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) + (\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gi}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{r})} + \{\mathfrak{s}_r(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) + (\mathfrak{s}_r\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gr}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{r})}$$
$$+ i\,\delta_r/a_v \cdot \{a_g - 2\,a_v)\,\mathfrak{k} + 2\,(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vr}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{r})} = 0 \qquad 1)$$

mit den Nebenbedingungen:

$$(\mathfrak{s}_i\,\mathfrak{w}_{gi}) = 0 \quad \text{und} \quad (\mathfrak{s}_r\,\mathfrak{w}_{gr}) = 0. \qquad 2)$$

Zunächst ergeben sich die Koexistenzbedingungen der Wellennormalen

$$\mathfrak{w}_{gi} - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{gr} - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{vr} - (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} \qquad 3)$$

mit den Folgerungen

$$a_g - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2 = a_g - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2 = a_v - (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})^2 = [\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2, \qquad 4)$$

womit die $\mathfrak{w}_{gr}$ und $\mathfrak{w}_{vr}$ in Abhängigkeit von $\mathfrak{w}_{gi}$ und den Wellenkonstanten bestimmt sind, wenn auch zunächst noch zweideutig in Hinsicht ihrer Normalkomponenten.

Multiplizieren wir weiter 1) skalar mit $[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]$ bzw. mit $\mathfrak{w} - (\mathfrak{w}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}$ bzw. mit $\mathfrak{k}$, so kommt

$$(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\,(\mathfrak{s}_i[\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}]) + (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\,(\mathfrak{s}_r[\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}]) = 0, \qquad 5)$$

$$\{a_g - 2\,(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}\,(\mathfrak{s}_i\,\mathfrak{k}) + \{a_g - 2\,(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}\,(\mathfrak{s}_r\,\mathfrak{k})$$
$$+ 2\,(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,\{a_g - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_r/a_v = 0, \qquad 6)$$

worin den Nebenbedingungen 2) Genüge geschehen ist.

$$2\,(\mathfrak{w}_{gi}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{s}_i\,\mathfrak{k}) + 2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{s}_r\,\mathfrak{k}) - \{a_g - 2\,(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_r/a_v = 0. \qquad 7)$$

Aus 6) und 7) folgt

$$(\mathfrak{s}_r \mathfrak{k}) : i\,\delta_r/a_v : 1 = \left|\begin{matrix} 2(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) & -\{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\} & 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k}) \\ \{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\} & 2(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\{a_g - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\} & \{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k}) \end{matrix}\right|$$

also

$$(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) = -\{\{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}^2 + 4(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2\}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})/N \qquad 8)$$

$$i\,\delta_r/a_r = 2\{(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\}\{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})/N \qquad 9)$$

$$N = \{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\}^2 + 4(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}\mathfrak{k}]^2. \qquad 10)$$

Man sieht, daß

$$(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) = -(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) \qquad 11)$$

sein muß, weil für $+(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})$ sein würde $\delta_r = 0$, $(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) = -(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})$, $\mathfrak{w}_{gr} = \mathfrak{w}_{gi}$, $\mathfrak{s}_r = -\mathfrak{s}_i$.

Wir haben demnach in Hinblick auf 1) für die zurückgeworfene Scherungswelle

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{s}_r &= \mathfrak{s}_i + B_{gr}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gi} + C_{gr}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}; \\ (\mathfrak{s}_i\mathfrak{w}_{gi}) &= 0 \text{ erfüllt vorausgesetzt, mit} \\ B_{gr} &= -8(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2/N \\ C_{gr} &= -2\{\{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}^2 - 4(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^3\}/N \end{aligned}\right\} \qquad 12)$$

und für die zurückgeworfene Verdünnungswelle

$$\mathfrak{z}_r = i\,\delta_r/a_v \cdot \{\mathfrak{w}_{gi} - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} + (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\}. \qquad 13)$$

In Hinblick auf 2) muß sein:

$$B_{gr}\{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\} - (2 + C_{gr})(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) = 0, \qquad 14)$$

was in der Tat erfüllt ist.

Die gesamte Normalverrückung an 0 hat den Wert:

$$-4(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,a_g/N.(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\,.\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{r}) + i\nu t}, \qquad 15)$$

die gesamte Tangentialverrückung an 0:

$$\{2\{\mathfrak{s}_i - (\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\} + 4(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\{a_g - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2$$
$$-2(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k})/N\cdot\{\mathfrak{w}_{gi} - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\}\}\,.\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{r}) + i\nu t}. \qquad 16)$$

Da es sich offenbar um zurückgeworfene Wellen handelt, muß die Größe $(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})$ das entgegengesetzte Vorzeichen von $(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})$ haben, also gilt in 12) das negative Wurzelvorzeichen, wenn wir das Oberflächenlot nach dem leeren Raum zu gerichtet voraussetzen, d. h. es muß dann sein:

$$(\mathfrak{w}_{vr}k) = -\sqrt{a_v - a_g + (\mathfrak{w}_{gi}k)^2}. \qquad 17)$$

§ 3. **Einfall einer Verdünnungsplanwelle gegen eine druckfreie, ebene Oberfläche.** Entsprechend den Erörterungen zu Anfang des vorangehenden Paragraphen verlangt das Verschwinden der Spannung in einem Elemente der Oberfläche:

$$i\,\delta_i/a_v\,.\{(a_g-2\,a_v)\,\mathfrak{k}+2\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vi}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{r})}$$
$$+\,i\,\delta_r/a_v\,.\{(a_g-2\,a_v)\,\mathfrak{k}+2\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vr}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{r})}$$
$$+\,\{(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{f}_r+(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gr}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{r})}=0, \qquad 1)$$

mit der Nebenbedingung:

$$(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{w}_{gr})=0. \qquad 2)$$

Zunächst ergeben sich wieder die Koexistenzbedingungen der Wellennormalen

$$\mathfrak{w}_{vi}-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}=\mathfrak{w}_{vr}-(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}=\mathfrak{w}_{gr}-(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}, \qquad 3)$$

mit den Folgerungen:

$$a_v-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2=a_v-(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})^2=a_g-(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2=[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2, \qquad 4)$$

womit die $\mathfrak{w}_{vr}$ und $\mathfrak{w}_{gr}$ in Abhängigkeit von $\mathfrak{w}_{vi}$ bestimmt sind, wenn auch in Hinsicht ihrer Normalkomponenten vorläufig zweideutig.

Multiplizieren wir weiter 1) skalar mit $[\mathfrak{w}\,k]$ bzw. mit $\mathfrak{w}-(\mathfrak{w}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}$, bzw. mit $\mathfrak{k}$, so kommt

$$(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{f}_r\,[\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k}])=0. \qquad 5)$$

$$i\,\delta_i/a_v\,.\,2\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,\{a_v-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2\}+2\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})\,\{a_v-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_r/a_v$$
$$+\,\{a_g-2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\}\,(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{k})=0, \qquad 6)$$

worin der Nebenbedingung 2) Genüge geleistet ist.

$$\{a_g-2\,a_v+2\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_i/a_v+\{a_g-2\,a_v+2\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_r/a_v$$
$$+\,2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{k})=0. \qquad 7)$$

Aus 6) und 7) folgt:

$$i\,\delta_r/a_v:(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{k}):1=$$

$$\begin{vmatrix} 2\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})\,\{a_v-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2\} & \{a_g-2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\} & 2\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,\{a_v-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_i/a_v \\ \{a_g-2\,a_v+2\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})^2\} & 2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k}) & \{a_g-2\,a_v+2\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2\}\,i\,\delta_i/a_v \end{vmatrix}$$

also

$$i\,\delta_r/a_v=-\{\{a_g-2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\}^2+4\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2\}/N\,.\,i\,\delta_i/a_v, \qquad 8)$$

$$(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{k})=-2\,\{(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})\}\,[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2\,\{a_g-2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\}/N\,.\,i\,\delta_i/a_v, \qquad 9)$$

worin N derselbe Ausdruck ist wie § 2, Gleichung 10). Man sieht, daß

$$(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})=-(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k}) \qquad 10)$$

sein muß, denn für $+(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})$ hätte man $\delta_r=-\delta_i$, $(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{k})=0$, $\mathfrak{w}_{vr}=\mathfrak{w}_{vi}$, $\mathfrak{f}_r=0$.

Wir bekommen nun unter Hinzuziehung von 1) für die zurückgeworfene Verdünnungswelle

$$\mathfrak{z}_r = i\,\delta_r/a_v\,.\,\{\mathfrak{w}_{vi} - 2\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\} \tag{11}$$

und für die zurückgeworfene Scherungswelle

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{s}_r &= B_{vr}\,\mathfrak{w}_{vi} + C_{vr}\,\mathfrak{k}, \text{ mit} \\ B_{vr} &= 4\,(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,\{a_g - 2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\}/N\,.\,i\,\delta_i/a_v, \\ C_{vr} &= -4\,(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})\,\{a_g - 2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\} \times \\ &\quad \{[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2 + (\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\}/N\,.\,i\,\delta_i/a_v; \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

$$B_{vr}\,\{a_v - (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})^2 + (\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\} + C_{vr}\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k}) = 0 \tag{13}$$

in Hinblick auf 2) ist in der Tat erfüllt. Verfügen wir über $\mathfrak{k}$ wie in § 2, so muß offenbar

$$(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k}) = -\sqrt{a_g - a_v + (\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})^2} \tag{14}$$

sein. Die gesamte Normalverrückung an 0 hat den Wert:

$$-2\,a_g\,\{a_g - 2\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})^2\}\,(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})/N\,.\,i\,\delta_i/a_v\,.\,\mathfrak{k}\,.\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{r}) + i\nu t}, \tag{15}$$

die gesamte Tangentialverrückung an 0:

$$-4\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,a_g/N\,.\,i\,\delta_i/a_v\,.\,\{\mathfrak{w}_{vi} - (\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\}\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{r}) + i\nu t} \tag{16}$$

und die gesamte Verdünnung mißt

$$\delta_i + \delta_r = -8\,(\mathfrak{w}_{vi}\,\mathfrak{k})\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{k})\,[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]^2/N\,.\,\delta_i. \tag{17}$$

§ 4. Einfall einer Scherungsplanwelle gegen die Trennungsebene zweier aneinander haftender Medien. Durch die Existenz der Trennungebene T werden an ihr in jedem Medium je zwei Wellen ausgelöst, eine Scherungs- und eine Verdünnungswelle. Nicht mehr und nicht weniger im allgemeinen. Diesen gebrochenen und zurückgeworfenen Wellen wollen wir den Zeiger d bzw. r geben.

Die Stetigkeit der Verrückung und die Gleichheit von Spannung und Gegenspannung in jedem Element von T verlangen die beiden Bedingungsgleichungen:

$$\begin{aligned} &\mathfrak{s}_i\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{gi}\,\mathfrak{r})} + \mathfrak{s}_r\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{r})} + i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,e^{-(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{r})}\,.\,\mathfrak{w}_{vr} \\ &\qquad - \mathfrak{s}_d\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{gd}\,\mathfrak{r})} - i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,e^{-(\mathfrak{w}_{vd}\,\mathfrak{r})}\,.\,\mathfrak{w}_{vd} = 0 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\left.\begin{aligned} &D_1\,a_{g2}\,\{(\mathfrak{w}_{gi}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{s}_i + (\mathfrak{s}_i\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gi}\}\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{gi}\,\mathfrak{r})} \\ &+ D_1\,a_{g2}\,\{(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{s}_r + (\mathfrak{s}_r\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gr}\}\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{gr}\,\mathfrak{r})} \\ &+ D_1\,a_{g2}\,i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,\{(a_{g_1} - 2\,a_{v1})\,\mathfrak{k} + 2\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vr}\}\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{vr}\,\mathfrak{r})} \\ &- D_2\,a_{g1}\,\{(\mathfrak{w}_{gd}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{s}_d + (\mathfrak{s}_d\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gd}\}\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{gd}\,\mathfrak{r})} \\ &- D_2\,a_{g1}\,i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,\{(a_{g2} - 2\,a_{v2})\,k + 2\,(\mathfrak{w}_{vd}\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vd}\}\,e^{-i\,(\mathfrak{w}_{vd}\,\mathfrak{r})} = 0, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

mit den Nebenbedingungen:

$$(\mathfrak{s}_i \mathfrak{w}_{gi}) = (\mathfrak{s}_r \mathfrak{w}_{gr}) = (\mathfrak{s}_d \mathfrak{w}_{gd}) = 0. \qquad 3)$$

Die Koexistenzbedingungen der Wellennormalen lauten:

$$\mathfrak{w}_{gi} - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{gr} - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{vr} - (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\mathfrak{k}$$
$$= \mathfrak{w}_{gd} - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{vd} - (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})\mathfrak{k} \qquad 4)$$

mit den Folgerungen

$$[\mathfrak{w}\mathfrak{k}]^2 = a_{g1} - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2 = a_{v1} - (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})^2$$
$$= a_{g2} - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2 = a_{v2} - (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})^2, \qquad 5)$$

womit die $\mathfrak{w}_{gd}$, $\mathfrak{w}_{vd}$, $\mathfrak{w}_{gr}$, $\mathfrak{w}_{vr}$ in Abhängigkeit von $\mathfrak{w}_{gi}$ bestimmt sind, wenn auch hinsichtlich ihrer Normalkomponenten zunächst noch zweideutig.

Multiplizieren wir 1) und 2) skalar mit $[\mathfrak{w}\mathfrak{k}]$ bzw. $\mathfrak{w} - (\mathfrak{w}\mathfrak{k})\mathfrak{k}$ bzw. mit $\mathfrak{k}$, so kommt

$$(\mathfrak{s}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) + (\mathfrak{s}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) - (\mathfrak{s}_d[\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}]) = 0. \qquad 6)$$

$$D_1 a_{g2}(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) + D_1 a_{g2}(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}])$$
$$- D_2 a_{g1}(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_d[\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}]) = 0. \qquad 7)$$

$$-(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) + i\,\delta_r/a_{v_1}.[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2$$
$$+ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) - i\,\delta_d/a_{v2}.[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 = 0. \qquad 8)$$

$$D_1 a_{g2}\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k}) + D_1 a_{g2}\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\}(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k})$$
$$+ D_1 a_{g2}\, i\,\delta_r/a_{v_1}.2(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2$$
$$- D_2 a_{g1}\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\}(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) - D_2 a_{g1}.\, i\,\delta_d/a_{v_2}.2(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 = 0. \qquad 9)$$

In 8), 9) sind die Nebenbedingungen 3) hineingetragen.

$$(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) + i\,\delta_r/a_{v1}.(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k}) - (\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) - i\,\delta_d/a_{v2}.(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k}) = 0. \qquad 10)$$

$$D_1 a_{g2}\, 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_i\mathfrak{k}) + D_2 a_{g1}\, 2(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k})$$
$$- D_1 a_{g2}\, i\,\delta_r/a_{v1}\cdot\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\}$$
$$- D_2 a_{g1}\, 2(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) + D_2 a_{g1}\, i\,\delta_d/a_{v2}\cdot\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\} = 0. \qquad 11)$$

Aus 8), 9), 10), 11) folgt 12).

Man sieht, daß

$$(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) = -(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) \qquad 13)$$

sein muß, denn für $+(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})$ hätte man $\delta_r = 0$, $(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) = 0$, $\delta_d = 0$, $\mathfrak{w}_{gr} = \mathfrak{w}_{gi}$. Ferner ist einleuchtend, daß, wenn wir $\mathfrak{k}$ von 1) nach 2) gerichtet annehmen,

$$\left.\begin{aligned}(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k}) &= -\sqrt{a_{v1} - a_{g1} + (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2},\\ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) &= +\sqrt{a_{g2} - a_{g1} + (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2},\\ (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k}) &= +\sqrt{a_{v2} - u_{g1} + (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2}\end{aligned}\right\} \qquad 14)$$

sein muß.

$$(\mathfrak{f}_r\mathfrak{k}):i\delta_r/a_{v1}:(\mathfrak{f}_d\mathfrak{k}):i\delta_d/a_{v2}:1 =$$

$$\left|\begin{array}{ccccc}
-(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) & [\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 & (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) & -[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 & -(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k}) \\
\begin{array}{c} D_1 a_{g2}\times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2-(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\}\end{array} & \begin{array}{c} 6\,D_1 a_{g2}\times \\ (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2\end{array} & \begin{array}{c} -D_2 a_{g1}\times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2-(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\}\end{array} & \begin{array}{c} -2\,D_2 a_{g1}\times \\ (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2\end{array} & \begin{array}{c} D_1 a_{g2}(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2-(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\}\end{array} \\
1 & (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k}) & -1 & -(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k}) & (\mathfrak{f}_i\mathfrak{k}) \\
\begin{array}{c} 2\,D_1 a_{g2}\times \\ (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\end{array} & \begin{array}{c} -D_1 a_{g2}\times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2-(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\}\end{array} & \begin{array}{c} -2\,D_2 a_{g1}\times \\ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\end{array} & \begin{array}{c} D_2 a_{g1}\times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2-(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\}\end{array} & \begin{array}{c} 2\,D_1 a_{g2}(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\times \\ (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\end{array}
\end{array}\right| \qquad \begin{array}{c}\S\ 4\\ 12)\end{array}$$

$$\mathfrak{f}_r:\mathfrak{f}_d:1 = \left|\begin{array}{ccl}
+1 & -1 & \mathfrak{f}_i + i\delta_r/a_{v1}\,.\,\mathfrak{w}_{vr} - i\delta_d/a_{v2}\,.\,\mathfrak{w}_{vd} \\
\begin{array}{c} D_1 a_{g2}\times \\ (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\end{array} & \begin{array}{c} -D_2 a_{g1}\times \\ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\end{array} & \begin{array}{l} D_1 a_{g2}\{(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})\mathfrak{f}_i + (\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\mathfrak{w}_{gi}\} + D_1 a_{g2}(\mathfrak{f}_r\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gr} \\ + D_1 a_{g2}\, i\delta_r/a_{v1}\{(a_{g1}-2a_{v1})\mathfrak{k} + 2(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\mathfrak{w}_{vr}\} \\ - D_2 a_{g1}(\mathfrak{f}_d\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gd} \\ - D_2 a_{g1}\, i\delta_d/a_{v2}\{(a_{g2}-2a_{v2})\mathfrak{k} + 2(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})\mathfrak{w}_{vd}\}\end{array}
\end{array}\right| \qquad \begin{array}{c}\S\ 4\\ 15)\end{array}$$

$$i\delta_r/a_{v1} : i\delta_d/a_{v2} : (\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) : (\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) : 1 =$$

$$\begin{vmatrix} [\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 & -[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 & -(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) & (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) & [\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 i\delta_i/a_{v1} \\ \begin{matrix} 2D_1 a_{g2} \times \\ (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 \end{matrix} & \begin{matrix} -2D_2 a_{g1} \times \\ [\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 \end{matrix} & \begin{matrix} D_1 a_{g2} \times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\} \end{matrix} & \begin{matrix} -D_2 a_{g1} \times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\} \end{matrix} & \begin{matrix} 2D_1 a_{g2} i\delta_i/a_{v1} \times \\ (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 \end{matrix} \\ (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k}) & -(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k}) & 1 & -1 & (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k}) i\delta_i/a_{v1} \\ \begin{matrix} -D_1 a_{g2} \times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\} \end{matrix} & \begin{matrix} D_2 a_{g1} \times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\} \end{matrix} & \begin{matrix} 2D_1 a_{g2} \times \\ (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) \end{matrix} & \begin{matrix} -2D_2 a_{g1} \times \\ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) \end{matrix} & \begin{matrix} -D_1 a_{g2} \,.\, i\delta_i/a_{v1} \times \\ \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\} \end{matrix} \end{vmatrix} \qquad \begin{matrix} \S\,5 \\ 13) \end{matrix}$$

$$\mathfrak{s}_r : \mathfrak{s}_d : 1 = \begin{vmatrix} +1 & -1 & i\delta_i/a_{v1} \,.\, \mathfrak{w}_{vi} + i\delta_r/a_{v1} \,.\, \mathfrak{w}_{vr} - i\delta_d/a_{v2} \,.\, \mathfrak{w}_{vd} \\ \begin{matrix} D_1 a_{g2} \times \\ (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) \end{matrix} & \begin{matrix} -D_2 a_{g1} \times \\ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) \end{matrix} & \begin{matrix} D_1 a_{g2}\, i\delta_i/a_{v1} \,.\, \{(a_{g1} - 2a_{v1})\mathfrak{k} + 2(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})\mathfrak{w}_{vi}\} \\ + D_1 a_{g2} (\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) \mathfrak{w}_{gr} \\ + D_1 a_{g2}\, i\delta_r/a_{v1} \,.\, \{(a_{g1} - 2a_{v1})\mathfrak{k} + 2(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\mathfrak{w}_{vr}\} \\ - D_2 a_{g1}\, i\delta_d/a_{v2} \,.\, \{(a_{g2} - 2a_{v2})\mathfrak{k} + 2(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})\mathfrak{w}_{vd}\} \\ - D_2 a_{g1} (\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) \mathfrak{w}_{gd} \end{matrix} \end{vmatrix} \qquad \begin{matrix} \S\,5 \\ 16) \end{matrix}$$

Aus 1) und 2) ergibt sich nun 15).

Wir haben also:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{f}_d &= A_{gd}\,\mathfrak{f}_i + B_{gd}(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gi} + C_{gd}(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} \\ \mathfrak{f}_r &= A_{gr}\,\mathfrak{f}_i + B_{gr}(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gi} + C_{gr}(\mathfrak{f}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} \end{aligned}\right\} \qquad 16)$$

worin die A, B, C nur von den Wellenkonstanten und den Normalkomponenten der Wellennormalen abhängen.

Wegen 6) ist $A_{gr} = A_{gd} - 1$ und wegen 3)

$$\left.\begin{aligned} & A_{gd}\{-(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\} \\ & + B_{gd}\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 + (\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\} + C_{gd}(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) = 0, \\ & -2A_{gr}(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) + B_{gr}\{a_{g_1} - 2(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k})^2\} - C_{gr}(\mathfrak{w}_{gi}\mathfrak{k}) = 0. \end{aligned}\right\} \qquad 17)$$

§ 5. **Einfall einer Verdünnungsplanwelle gegen die Trennungsebene zweier einander haftender Medien.** Entsprechend dem vorigen Paragraphen müssen in einem Elemente der Trennungsebene folgende beide Bedingungsgleichungen gelten:

$$\begin{aligned} & i\,\delta_i/a_{v1}\,.\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{r})}\,\mathfrak{w}_{vi} + i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{r})}\,\mathfrak{w}_{vr} + \mathfrak{f}_r\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{r})} \\ & \qquad - i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{r})}\,\mathfrak{w}_{vd} - \mathfrak{f}_d\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{r})} = 0. \end{aligned} \qquad 1)$$

$$\begin{aligned} & D_1\,a_{g2}\,i\,\delta_i/a_{v1}\,.\,\{(a_{g1} - 2\,a_{v1})\,\mathfrak{k} + 2\,(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vi}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{r})} \\ & + D_1\,a_{g2}\{(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{f}_r + (\mathfrak{f}_r\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gr}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{r})} \\ & + D_1\,a_{g2}\,i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,\{(a_{g1} - 2\,a_{v1})\,\mathfrak{k} + 2\,(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vr}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{r})} \\ & - D_2\,a_{g1}\,i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,\{(a_{g2} - 2\,a_{v2})\,\mathfrak{k} + 2\,(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{vd}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{r})} \\ & - D_2\,a_{g1}\{(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\,\mathfrak{f}_d + (\mathfrak{f}_d\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_{gd}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{r})} = 0, \end{aligned} \qquad 2)$$

mit den Nebenbedingungen:

$$(\mathfrak{f}_r\,\mathfrak{w}_{gr}) = 0 \quad \text{und} \quad (\mathfrak{f}_d\,\mathfrak{w}_{gd}) = 0. \qquad 3)$$

Aus 1) und 2) kommt zunächst wieder:

$$\begin{aligned} \mathfrak{w}_{vi} - (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} &= \mathfrak{w}_{vr} - (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{gr} - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} \\ &= \mathfrak{w}_{vd} - (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_{gd} - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}, \end{aligned} \qquad 4)$$

mit den Folgerungen:

$$\begin{aligned} [\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 &= a_{v1} - (\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})^2 = a_{g1} - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2 \\ &= a_{v2} - (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})^2 = a_{g2} - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2. \end{aligned} \qquad 5)$$

Damit sind die $\mathfrak{w}_{vd}$, $\mathfrak{w}_{gd}$, $\mathfrak{w}_{vr}$, $\mathfrak{w}_{gr}$ in Abhängigkeit von $\mathfrak{w}_{vi}$ bestimmt, wenn auch hinsichtlich ihrer Normalkomponenten vorläufig zweideutig. Multiplizieren wir nun 1) und 2) skalar mit $[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]$, so kommt

$$(\mathfrak{f}_r\,[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) - (\mathfrak{f}_d\,[\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}]) = 0. \qquad 6)$$

$$D_1\,a_{g2}(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{f}_r\,[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) - D_2\,a_{g1}(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})(\mathfrak{f}_d\,[\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}]) = 0, \qquad 7)$$

woraus in Hinblick auf 5) folgt:

$$(\mathfrak{s}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) = (\mathfrak{s}_d[\mathfrak{w}_d\mathfrak{k}]) = 0. \tag{8}$$

Weiter 1) und 2) mit $\mathfrak{w}-(\mathfrak{w}\mathfrak{k})\mathfrak{k}$ bzw. mit $\mathfrak{k}$ multipliziert, liefern

$$\begin{aligned} i\,\delta_i/a_{v1}\,.\,[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 + i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) \\ - i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) = 0. \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} & D_1\,a_{g2}\,i\,\delta_i/a_{v1}\,.\,2\,(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 \\ & + D_1\,a_{g2}\,i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,2\,(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 \\ & + D_1\,a_{g2}\,\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}k)^2\}(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) \\ & - D_2\,a_{g1}\,i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,2\,(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 \\ & - D_2\,a_{g1}\,\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\}(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) = 0, \end{aligned} \tag{10}$$

worin die Nebenbedingungen 3) hineingetragen sind.

$$\begin{aligned} i\,\delta_i/a_v\,.\,(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k}) + i\,\delta_r/a_{v1}\,.\,(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k}) + (\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) \\ - i\,\delta_d/a_{v2}\,.\,(\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k}) - (\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) = 0 \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} - D_1 a_{g2} i\delta_i/a_{v1}\,.\,\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\} - D_1 a_{g2} i\delta_r/a_{v1}\,.\,\{[\mathfrak{w}_i k]^2 - (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})^2\} \\ + D_1 a_{g2}\,2\,(\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) \\ + D_2 a_{g1} i\delta_d/a_{v2}\,.\,\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})^2\} - D_2 a_{g1}\,2\,(\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k})(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) = 0. \end{aligned} \tag{12}$$

Aus 9), 10), 11) und 12) ergibt sich 13).

Die vier ersten Spalten der Matrix 13) sind identisch mit den vier ersten Spalten der Matrix 12) des vorigen Paragraphen. Die gesuchten vier Skalare haben also denselben Nenner wie die dortigen.

Man sieht, daß

$$(\mathfrak{w}_{vr}\mathfrak{k}) = -(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k}) \tag{14}$$

sein muß, denn für $+(\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})$ hätte man $\delta_d = 0$, $(\mathfrak{s}_r\mathfrak{k}) = 0$, $(\mathfrak{s}_d\mathfrak{k}) = 0$, $\mathfrak{w}_{vr} = \mathfrak{w}_{vi}$. Ferner ist einleuchtend, daß, wenn wir $\mathfrak{k}$ von 1) nach 2) gerichtet annehmen,

$$\left.\begin{aligned} (\mathfrak{w}_{gr}\mathfrak{k}) &= -\sqrt{a_{g1} - a_{v1} + (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})^2} \\ (\mathfrak{w}_{vd}\mathfrak{k}) &= +\sqrt{a_{v2} - a_{v1} + (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})^2} \\ (\mathfrak{w}_{gd}\mathfrak{k}) &= +\sqrt{a_{g2} - a_{v1} + (\mathfrak{w}_{vi}\mathfrak{k})^2} \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

sein muß.

Aus 1) und 2) ergibt sich nun 16).

Wir haben also

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{s}_d &= B_{vd}\mathfrak{w}_{vi} + C_{vr}\mathfrak{k}, \\ \mathfrak{s}_r &= B_{vr}\mathfrak{w}_{vi} + C_{vr}\mathfrak{k}, \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

worin die B, C nur von den Wellenkonstanten und den Normalkomponenten der Wellennormalen abhängen und denselben Nenner haben wie die Größen A, B, C in Gl. 16) des vorigen Paragraphen.

Die Maxwell-Lorentzschen Grundgleichungen der Elektronentheorie in Räumen endlicher Krümmung;

von A. Byk.

(Eingegangen am 6. September 1914.)

Inhalt: Die Differentialgleichungen in vektorieller Form; Summen, Differenzen und Produkte von Vektoren; die Divergenz eines Vektors und der GAUSSsche Integralsatz; der Curl eines Vektors und der STOKESsche Integralsatz; die Ausdrücke für die elektromagnetische Energie und den Energiestrom; die MAXWELL-LORENTZschen Gleichungen in LOBATSCHEFSKIJschen Koordinaten; Elektrostatik in Räumen negativer, verschwindender, positiver Krümmung (Atome, Vakuum, Elektronen).

Die Differentialgleichungen in vektorieller Form. Vor einiger Zeit habe ich eine Anzahl von Berechnungen mitgeteilt[1]), die beobachtete Eigenschaften der Atome zum Teil quantitativ aus der Annahme herleiteten, daß innerhalb derselben die LOBATSCHEFSKIJsche, nicht die euklidische Geometrie gilt. Dabei waren zwei Potentiale für die Anziehung von Elektronen auf ein festes Zentrum innerhalb des Atoms betrachtet worden, und zwar solche von der Form $c\,\mathfrak{Tg}^2(r)$ bzw. $\frac{c}{\mathfrak{Tg}\,(r)}$, wenn r die nicht-euklidisch gemessene, auf die Einheitsstrecke des betreffenden Raumes als Einheit bezogene Entfernung von diesem Zentrum bedeutet. Da es sich hier um elektrische Felder handelt, entsteht die Frage, in welchem Verhältnis diese Potentiale zu den MAXWELLschen Grundgleichungen stehen. Sofern die LOBATSCHEFSKIJsche Geometrie eine Verallgemeinerung der euklidischen darstellt, die für den speziellen Wert ∞ der Einheitsstrecke R in die letztere übergeht, werden wir eine beliebige, mit der LOBATSCHEFSKIJschen Geometrie verträgliche Verallgemeinerung der MAXWELLschen Gleichungen als zulässig ansehen dürfen, wenn sie nur für $R = \infty$ in die gewöhnliche Form übergeht. *Die einfachste und von Willkürlichkeiten freieste Annahme wird dann jedenfalls die sein, daß die Maxwellschen Gleichungen im nicht-euklidischen Raume in*

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 524, 1913; Ann. d. Phys. (4) **42**, 1417, 1913.

der vom Koordinatensystem unabhängigen vektoriellen Form unverändert fortbestehen.

Da wir uns im Gebiete der Atomistik befinden, haben wir es speziell mit den MAXWELL-LORENTZschen Grundgleichungen der Elektronentheorie [1]) zu tun, die in vektorieller Form folgendermaßen lauten:

$$\operatorname{curl}\mathfrak{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \frac{4\pi\varrho\mathfrak{v}}{c}. \qquad \text{I)}$$

$$\operatorname{curl}\mathfrak{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = 0. \qquad \text{II)}$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{E} = 4\pi\varrho. \qquad \text{III)}$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{H} = 0. \qquad \text{IV)}$$

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]. \qquad \text{V)}$$

Dabei bezeichnet ϱ die räumliche Dichte, $\mathfrak{v}$ die Geschwindigkeit der konvektiv bewegten Elektrizität, c die Lichtgeschwindigkeit, $\mathfrak{E}$ die auf die Einheit der ruhenden, $\mathfrak{F}$ die auf die Einheit der bewegten Elektrizität ausgeübte Kraft, $\mathfrak{H}$ die magnetische Kraft.

Die Zulässigkeit des obigen Gleichungssystems im LOBATSCHEFSKIJschen Raume geht eigentlich schon aus der bekannten [2]) Gültigkeit der euklidischen Geometrie in Raumbezirken hervor, deren Lineardimensionen gegen die Einheitsstrecke klein sind [3]). In den Differentialgleichungen I) bis IV) und der Gleichung V) treten nämlich nur solche räumliche Abmessungen auf, die in einem unendlich kleinen Bezirk um den gerade betrachteten Raumpunkt P herum enthalten sind. Die Geschwindigkeiten c und $\mathfrak{v}$ lassen sich auf die in dem Zeitelement dt zurückgelegte unendlich kleine Strecke zurückführen; in der Dichte ϱ kommt das Volumenelement in der Umgebung des Punktes P vor; die Vektorfunktionen curl und div stellen den Grenzwert des Quotienten eines Randkurvenintegrals durch eine unendlich kleine Fläche bzw. eines Oberflächenintegrals durch ein unendlich kleines

---

[1]) Vgl. ABRAHAM, Elektromagnetische Theorie der Strahlung (2. Aufl., 1908), S. 17.

[2]) A. BYK, Ann. d. Phys., l. c., S. 1421.

[3]) Dies bemerkt in einem ähnlichen Zusammenhang auch E. DITTRICH, Časopis mathematiky a fysiky 40, 34, 1911 (in böhmischer Sprache).

*

Volumen dar; die Einheitsvektoren für $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{F}$ können beliebig klein, also auch klein gegen die Einheitsstrecke des Raumes gewählt werden.

Aber bei einer solchen kursorischen Betrachtungsweise tritt die nicht-euklidische Bedeutung der einzelnen Größen nicht genügend deutlich hervor, und man kann daraus auch nicht die Form ersehen, in der sich die Gleichungen für ein endliche Teile des LOBATSCHEFSKIJ schen Raumes umfassendes Koordinatensystem darstellen. Hierzu ist vielmehr eine eingehendere Behandlung der obigen Gleichungen im LOBATSCHEFSKIJ schen Raume erforderlich.

Summen, Differenzen und Produkte von Vektoren. Um überhaupt Vektorgleichungen für den LOBATSCHEFSKIJ schen Raum aufstellen zu können, muß man wissen, was die geometrische Addition und Subtraktion von Vektoren hier bedeutet. Nach GENOCCHI [1]) bestimmt sich die geometrische Summe zweier Vektoren wie im euklidischen, so auch im LOBATSCHEFSKIJ schen Raume durch die Gleichungen:

$$S = P \cos\alpha + Q \cos\beta, \tag{1}$$

$$P \sin\alpha = Q \sin\beta, \tag{2}$$

$$\alpha + \beta = \varphi. \tag{3}$$

Dabei bedeuten (Fig. 1, s. S. 857) P, Q die Beträge der komponierenden Vektoren, S den des resultierenden Vektors, φ den Winkel der Komponenten, α und β die Winkel der Komponenten mit der Resultanten. Der obige Satz von Gleichungen (1 bis 3) dient auch zur Definition der geometrischen Differenz zweier Vektoren $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{Q}$, wobei dann α, φ, P die Unbekannten darstellen.

Die Zerlegung eines Vektors $\mathfrak{S}$ in die rechtwinkeligen Komponenten X, Y, Z erfolgt im Raume und in der Ebene ebenfalls nach den gleichen Formeln wie in der euklidischen Geometrie. Es ist nämlich [2])

$$X = S \cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{X}), \tag{4}$$

$$Y = S \cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{Y}), \tag{5}$$

$$Z = S \cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{Z}). \tag{6}$$

---

[1]) Memorie d. R. Accad. delle Scienze di Torino (2) 29, 371, 1878.
[2]) ANDRADE, Leçons de mécanique physique, Paris 1898, S. 375.

Indem man jede dieser Gleichungen mit dem betreffenden Kosinus multipliziert und sie addiert, erhält man:

$$S = X \cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{X}) + Y \cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{Y}) + Z \cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{Z}), \qquad 7)$$

d. h. die übliche Rechenvorschrift für die Bildung der Resultante dreier rechtwinkeliger Komponenten im Raume. Auch für die Richtungskosinus der Resultante erhält man aus 4) bis 6) die von der euklidischen Geometrie her bekannten Beziehungen:

$$\cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{X}) = \frac{X}{S}, \qquad 8)$$

$$\cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{Y}) = \frac{Y}{S}, \qquad 9)$$

$$\cos(\mathfrak{S}, \mathfrak{Z}) = \frac{Z}{S}. \qquad 10)$$

Von den einzelnen Vektorfunktionen, um deren Addition bzw. Subtraktion es sich in den Gleichungen I) bis V) handelt, enthält

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \frac{\mathfrak{E}_{t+dt} - \mathfrak{E}_t}{dt}$$

die geometrische Differenz zweier Vektoren des gleichen Raumpunktes, hat also nach dem eben Gesagten eine wohldefinierte Bedeutung. Für das äußere Produkt $[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}]$ bekommen wir dadurch einen ganz bestimmten Sinn, daß wir die algebraische Definition der euklidischen Geometrie beibehalten. Wir verstehen also unter $[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}]$ einen Vektor vom Betrage $|\mathfrak{v}|\,|\mathfrak{H}| \sin\alpha$ (α sei der Winkel der Vektoren $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{H}$), dessen Richtung senkrecht auf der durch $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{H}$ bestimmten Ebene steht, wobei die Richtungen von $\mathfrak{v}$, $\mathfrak{H}$, $[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}]$ ein rechtshändiges Koordinatensystem miteinander bilden.

Die Divergenz eines Vektors und der Gausssche Integralsatz. Zur genaueren Betrachtung der Vektorfunktion div benutzen wir ein nicht-euklidisches, beliebiges, orthogonales Koordinatensystem ξ, η, ζ, in dem sich also die im allgemeinen nicht ebenen Flächen $\xi = \text{const}$, $\eta = \text{const}$, $\zeta = \text{const}$ unter rechten Winkeln schneiden. Der Abstand der benachbarten Flächen $\xi = \text{const}$ und $\xi = \text{const} + d\xi$ ist $\xi_1\, d\xi$, wobei ξ_1 eine von der speziellen Natur des Koordinatensystems abhängige Funktion von ξ, η, ζ bedeutet; $\eta_1\, d\eta$ und $\zeta_1\, d\zeta$ sind entsprechend zu definieren [1].

---

[1]) G. Fresdorf, Über die Geometrie und die Potentialfunktion im Gaussschen und Riemannschen Raume, Diss. Göttingen 1873, S. 21.

Sind ξ_0, η_0, ζ_0 die Koordinaten eines bestimmten Punktes P, so schließen die sechs Flächen

$$\xi = \xi_0, \quad \xi = \xi_0 + d\xi, \quad \eta = \eta_0, \quad \eta = \eta_0 + d\eta,$$
$$\zeta = \zeta_0, \quad \zeta = \zeta_0 + d\zeta$$

einen Raum ein (Fig. 2, s. S. 857), für dessen Oberfläche wir das Oberflächenintegral $\int \mathfrak{A}_\nu \, d\Omega$ berechnen wollen; $\mathfrak{A}_\nu$ sei dabei die nach außen gerichtete Normalkomponente eines beliebigen Vektors.

Wir legen jetzt durch den betrachteten Raumteil die vier Flächen $\xi = \xi_0 + \lambda\, d\xi$, $\xi = \xi_0 + \lambda\, d\xi + d^2\xi$, $\zeta = \zeta_0 + \mu\, d\zeta$, $\zeta = \zeta_0 + \mu\, d\zeta + d^2\zeta$; dabei bedeuten λ und μ positive echte Brüche, $d^2\xi$ und $d^2\zeta$ Strecken, die klein gegen $d\xi$ und $d\zeta$ sind. Dadurch werden aus den Flächen $\eta = \eta_0$ und $\eta = \eta_0 + d\eta$ Flächenelemente von der Größe $\xi_1 \zeta_1 d^2\xi\, d^2\zeta$ herausgeschnitten; bei ersterer Fläche sind in die Funktionen ξ_1 und ζ_1 als Argumente einzusetzen:

$$\xi_0 + \lambda\, d\xi, \ \eta_0, \ \zeta_0 + \mu\, d\zeta,$$

bei der zweiten

$$\xi_0 + \lambda\, d\xi, \ \eta_0 + d\eta, \ \zeta_0 + \mu\, d\zeta;$$

die gleichen Werte der Argumente sind natürlich auch in die zugehörigen Werte der Vektorkomponente $\mathfrak{A}_\nu$ einzuführen. Für das erste Flächenelement ist nach 7) $\mathfrak{A}_\nu = -\mathfrak{A}_\eta$, für das zweite $\mathfrak{A}_\nu = +\mathfrak{A}_\eta$; die beiden Flächenelemente liefern dann zu dem Oberflächenintegral den Beitrag:

$$\begin{aligned} &(\mathfrak{A}_\eta \xi_1 \zeta_1)_{(\xi_0 + \lambda d\xi,\ \eta_0 + d\eta,\ \zeta_0 + \mu d\zeta)} d^2\xi\, d^2\zeta \\ &- (\mathfrak{A}_\eta \xi_1 \zeta_1)_{(\xi_0 + \lambda d\xi,\ \eta_0,\ \zeta_0 + \mu d\zeta)} d^2\xi\, d^2\zeta \\ = &\frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \xi_1 \zeta_1)_{(\xi_0 + \lambda d\xi,\ \eta_0,\ \zeta_0 + \mu d\zeta)} d\eta\, d^2\xi\, d^2\zeta. \end{aligned}$$

Der Gesamtbeitrag der Flächen $\eta = \eta_0$ und $\eta = \eta_0 + d\eta$ wird:

$$J_\eta = \int_\xi^{\xi + d\xi} \int_\zeta^{\xi + d\zeta} \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \xi_1 \zeta_1)_{(\xi_0 + \lambda d\xi,\ \eta_0,\ \zeta_0 + \mu d\zeta)} d\eta\, d^2\xi\, d^2\zeta.$$

$\mathfrak{A}_\eta, \xi_1, \zeta_1$ können innerhalb des kleinen Intervalls $d\xi$ bzw. $d\zeta$ als konstant angesehen werden, und wir können den Ausdruck

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \xi_1 \zeta_1)_{(\xi_0,\ \eta_0,\ \zeta_0)}$$

vor das Integral setzen, so daß wir erhalten:

$$J_\eta = \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \xi_1 \zeta_1)_{(\xi_0,\ \eta_2,\ \zeta_0)} d\eta\, d\xi\, d\zeta.$$

Die Integrale für die beiden anderen Flächenpaare $\zeta = \zeta_0$, $\zeta = \zeta_0 + d\zeta$ bzw. $\xi = \xi_0$, $\xi = \xi_0 + d\xi$ bekommen wir hieraus durch zyklische Vertauschung. So wird das gesamte Oberflächenintegral

$$\int \mathfrak{A}_\nu \, d\Omega = J_\xi + J_\eta + J_\zeta = \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \zeta_1 \xi_1) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\zeta \xi_1 \eta_1) \right\}_{(\xi_0, \eta_0, \zeta_0)} d\xi \, d\eta \, d\zeta. \qquad 11)$$

Dividieren wir auf beiden Seiten durch das Volumen des abgegrenzten Raumteiles $dv = \xi_1 \eta_1 \zeta_1 \, d\xi \, d\eta \, d\zeta$, so erhalten wir:

$$\frac{\int \mathfrak{A}_\nu \, d\Omega}{dv} = \frac{1}{\xi_1 \eta_1 \zeta_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \zeta_1 \xi_1) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\zeta \xi_1 \eta_1) \right\}. \qquad 12)$$

Wir betrachten jetzt einen durch eine geschlossene Oberfläche begrenzten, im allgemeinen endlichen Raumteil, dessen Lineardimensionen also von der Größenordnung der Einheitsstrecke sein dürfen. Wir schreiben, wie üblich beim Beweis des Gaussschen Satzes, um dessen nicht-euklidische Ausdehnung es sich hier handelt, der Oberfläche die Eigenschaft zu, daß jede Linie $\xi = \text{const}$, $\eta = \text{const}$ oder $\eta = \text{const}$, $\zeta = \text{const}$ oder endlich $\zeta = \text{const}$, $\xi = \text{const}$ sie nur zweimal schneidet. Eine Beschränkung der Allgemeinheit des Gaussschen Satzes liegt hierin nicht, da eine Ausdehnung auf Oberflächen von beliebiger Beschaffenheit stets möglich ist[1]). Für die genannte Oberfläche bilden wir das Volumenintegral über die durch die rechte Seite von 12) definierte Ortsfunktion. Zur Auswertung des ersten Gliedes derselben schneiden wir aus dem Raumteil mit Hilfe der Flächen $\eta = \eta_0$, $\eta = \eta_0 + d\eta$, $\zeta = \zeta_0$, $\zeta = \zeta_0 + d\zeta$ eine Säule (Fig. 3, s. S. 857) aus, über die wir die Integration zunächst erstrecken. Das Volumen eines Stückes der Säule zwischen den Flächen $\xi = \text{const}$ und $\xi + d\xi = \text{const}$ ist $\xi_1 \eta_1 \zeta_1 \, d\xi \, d\eta \, d\zeta$. Es wird also für die ganze Säule der Beitrag zum ersten Gliede des Integrals

$$d\eta \, d\zeta \int \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1) \, d\xi = \dot{K}_\xi. \qquad 12\text{a})$$

[1]) Vgl. Abraham, Theorie der Elektrizität I, 2. Aufl., 1904, S. 55, von dessen für den euklidischen Raum gegebenen Darstellung des Gaussschen und auch des Stokesschen Satzes ich hier im wesentlichen ausgehe.

Die Integration nach ξ läßt sich ohne weiteres ausführen, und es wird, wenn sich der Index I auf den minimalen Wert von ξ innerhalb der Säule, der Index II auf den maximalen Wert bezieht:

$$K_\xi = d\eta\, d\zeta\, \{(\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1)_{II} - (\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1)_I\}. \tag{13}$$

Die Projektion des Oberflächenelementes $d\Omega_I$ der Säule auf die Fläche $\xi - \xi_I$ läßt sich euklidisch berechnen, da die projizierende und die projizierte Fläche sich gemeinschaftlich innerhalb eines Volumens befinden, dessen Lineardimensionen klein gegen die Einheitsstrecke sind. Ist also α_I der stumpfe Winkel zwischen der auf $\xi = \xi_I$ in Richtung der wachsenden ξ errichteten Normalen und der nach außen weisenden Normalen der Oberfläche an der Stelle I, so gilt:

$$(\eta_1 \zeta_1)_I\, d\eta\, d\zeta = -d\Omega_I \cos\alpha_I.$$

An der Stelle II gilt für den spitzen Winkel α_{II} zwischen der auf $\xi = \xi_{II}$ in Richtung der wachsenden ξ errichteten Normalen und der nach außen weisenden Normalen der Oberfläche

$$(\eta_1 \zeta_1)_{II}\, d\eta\, d\zeta = d\Omega_{II} \cos\alpha_{II}.$$

Eingesetzt in 13):

$$K_\xi = (\mathfrak{A}_\xi\, d\Omega \cos\alpha)_{II} + (\mathfrak{A}_\xi\, d\Omega \cos\alpha)_I. \tag{13a}$$

Indem man jetzt den ganzen Raum durch Flächen $\eta = \text{const}$ und $\zeta = \text{const}$ in derartige Säulen zerteilt, wird die Oberfläche gleichzeitig in Elemente $d\Omega$ zerlegt, von denen jedes nur einmal vorkommt. Man hat dann nach 12a) und 13a):

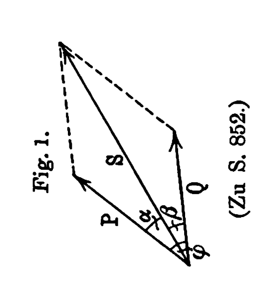
$$\int \frac{\partial}{\partial \xi}(\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1) \frac{1}{\xi_1 \eta_1 \zeta_1}\, dv = \int \mathfrak{A}_\xi \cos\alpha\, d\Omega,$$

wobei nunmehr die Integration über die ganze Oberfläche bzw. den ganzen von ihr eingeschlossenen Raum zu erstrecken ist. Durch zyklische Vertauschung und Addition folgt:

$$\int \frac{1}{\xi_1 \eta_1 \zeta_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi}(\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\mathfrak{A}_\eta \zeta_1 \xi_1) + \frac{\partial}{\partial \zeta}(\mathfrak{A}_\zeta \xi_1 \eta_1) \right\} dv$$
$$= \int \{\mathfrak{A}_\xi \cos\alpha + \mathfrak{A}_\eta \cos\beta + \mathfrak{A}_\zeta \cos\gamma\}\, d\Omega. \tag{14}$$

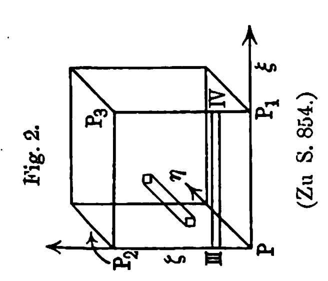
Dabei bezeichnen β und γ die Winkel zwischen der äußeren Normalen der Oberfläche und den in Richtung der wachsenden η bzw. ζ errichteten Normalen auf den Oberflächen $\eta = \text{const}$ bzw. $\zeta = \text{const}$ an der betreffenden Stelle der Oberfläche.

Fig. 1.



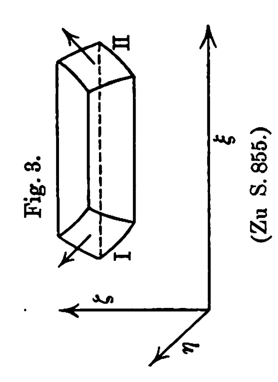
(Zu S. 852.)

Fig. 2.



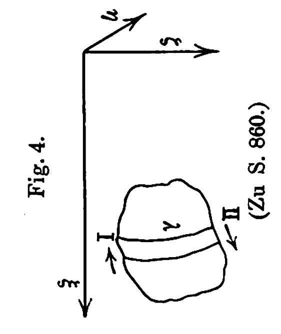
(Zu S. 854.)

Fig. 3.



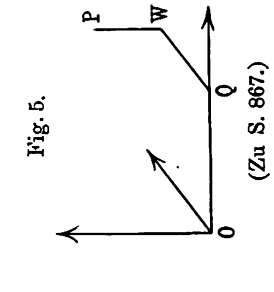
(Zu S. 855.)

Fig. 4.



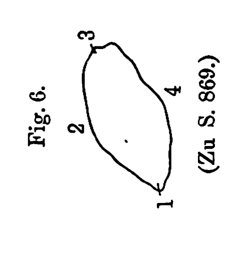
(Zu S. 860.)

Fig. 5.



(Zu S. 867.)

Fig. 6.



(Zu S. 869.)

Nach 7) stellt der Integrand des Oberflächenintegrals in 14) die Komponente $\mathfrak{A}_\nu$ des Vektors $\mathfrak{A}$ in Richtung der äußeren Normalen der Fläche dar, so daß wir für die rechte Seite von 14) schreiben können $\int \mathfrak{A}_\nu \, d\Omega$.

Wenden wir 14) auf eine kleine, geschlossene Oberfläche in der unmittelbaren Umgebung eines beliebigen Punktes ξ, η, ζ an, so können wir den Integranden des Volumenintegrals vor dieses setzen und erhalten die Beziehung

$$\frac{\int \mathfrak{A}_\nu \, d\Omega}{dv} = \frac{1}{\xi_1 \eta_1 \zeta_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\xi \eta_1 \zeta_1) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\eta \zeta_1 \xi_1) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\zeta \xi_1 \eta_1) \right\}. \quad 15)$$

Dies ist formell mit 12) identisch. Aber während dort die Oberfläche eine ganz spezielle Form hatte, ist diese hier willkürlich. Man sieht also, daß der linksstehende Quotient unabhängig von der Form der Oberfläche einen ganz bestimmten, als Ortsfunktion durch die rechte Seite von 15) definierten Grenzwert besitzt. Wir können diesen als die Divergenz des Vektors $\mathfrak{A}$ bezeichnen; denn er stellt genau wie die Divergenz in der euklidischen Geometrie den Grenzwert des Quotienten eines Oberflächenintegrals über die Normalkomponente eines Vektors durch das von der Oberfläche eingeschlossene Volumen dar. Bei Einführung dieser Bezeichnung tritt an Stelle von 14):

$$\int \operatorname{div} \mathfrak{A} \, dv = \int \mathfrak{A}_\nu \, d\Omega. \quad 16)$$

Das ist aber nichts anderes wie der Gaussche Integralsatz, der hiernach für die angegebene Definition der Divergenz auch im Lobatschefskijschen Raume gilt.

Der Curl eines Vektors und der Stokessche Integralsatz. In ähnlicher Weise kann man die Definition der Vektorfunktion curl und den Stokesschen Integralsatz herleiten. Wir betrachten jetzt einen speziellen Ausschnitt der Fläche $\eta = \eta_0$ (s. Fig. 2), nämlich denjenigen, der zwischen den Flächen $\xi = \xi_0$, $\xi = \xi_0 + d\xi$, $\zeta = \zeta_0$, $\zeta = \zeta_0 + d\zeta$ enthalten ist, und bilden längs dessen geschlossener Umrandung das Linienintegral $\int \mathfrak{A}_l \, dl$. Dabei soll die Randkurve in dem Sinne durchlaufen werden, daß der Sinn der Drehung zusammen mit der Richtung der wachsenden η eine Rechtsschraube bildet. Aus der gebrochenen Linie $P P_2 P_3 P_1$ schneiden wir durch die Linien $\eta = \eta_0$, $\zeta = \zeta_0 + \lambda \, d\zeta$

und $\eta = \eta_0$, $\zeta = \zeta_0 + \lambda\, d\zeta + d^2\zeta$ (λ ist hier ein positiver echter Bruch) zwei Linienelemente

$$(\zeta_1)_{\xi=\xi_0,\ \eta=\eta_0,\ \zeta=\zeta_0+\lambda d\zeta}\, d^2\zeta = (\zeta_1)_{III}\, d^2\zeta$$

und

$$(\zeta_1)_{\xi=\xi_0+d\xi,\ \eta=\eta_0,\ \zeta=\zeta_0+\lambda d\zeta}\, d^2\zeta = (\zeta_1)_{IV}\, d^2\zeta$$

aus. Ihr Beitrag zum Linienintegral beträgt:

$$(\mathfrak{A}_\zeta . \zeta_1)_{III}\, d^2\zeta - (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1)_{IV}\, d^2\zeta$$

$$= -\frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1)_{(\xi=\xi_0,\ \eta=\eta_0,\ \zeta=\zeta_0+\lambda d\zeta)}\, d\xi\, d^2\zeta.$$

Der Beitrag der gesamten Linien PP_2 und P_3P_1 zum Linienintegral wird, wenn wir $\frac{\partial}{\partial \xi}(\mathfrak{A} . \zeta_1)$ auf der kleinen Strecke PP_2 als konstant ansehen:

$$-\frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1)_{(\xi=\xi_0,\ \eta=\eta_0,\ \zeta=\zeta_0)}\, d\xi\, d\zeta. \tag{17}$$

Durch eine entsprechende Betrachtung findet man den Anteil der Linien P_2P_3 und P_1P am Integral:

$$+\frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\xi \xi_1)_{(\xi=\xi_0,\ \eta=\eta_0,\ \zeta=\zeta_0)}\, d\xi\, d\zeta. \tag{18}$$

Addieren wir die Ausdrücke 17) und 18) und dividieren durch den Inhalt der von $PP_2P_3P_1$ eingeschlossenen Fläche

$$df = \xi_1 \zeta_1\, d\xi\, d\zeta,$$

so erhalten wir:

$$\frac{\int \mathfrak{A}_l\, dl}{df} = \frac{1}{\xi_1 \zeta_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\xi \xi_1) - \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1) \right\}_{(\xi=\xi_0,\ \eta=\eta_0,\ \zeta=\zeta_0)} = L_\eta, \tag{19}$$

wenn wir L_η als Abkürzung für die durch die rechte Seite von 19) definierte Ortsfunktion einführen. Wir können L_η als den skalaren Betrag eines Vektors betrachten, dessen Richtung durch diejenige der wachsenden η gegeben ist. Durch zyklische Vertauschung von ξ, η, ζ auf der rechten Seite von 19) erhalten wir die Größen L_ζ und L_ξ, welche als die skalaren Beträge von Vektoren in Richtung der wachsenden ζ bzw. ξ angesehen werden können. Endlich können wir L_ξ, L_η, L_ζ als orthogonale Komponenten eines Vektors L betrachten, dessen Richtung und Betrag aus denjenigen der Komponenten sich nach den Regeln der euklidischen Vektorrechnung ergibt[1]).

[1]) Vgl. Gleichungen 7) bis 10).

Zur Ableitung des STOKESschen Satzes betrachten wir eine durch einen geschlossenen Kurvenzug begrenzte Oberfläche, deren Lineardimensionen nicht mehr gegen die Einheitsstrecke zu verschwinden brauchen. Der Rand der Fläche möge durch jede Ebene $\xi = \text{const}$ oder $\eta = \text{const}$ oder $\zeta = \text{const}$ nur in zwei Punkten geschnitten werden. Diese Annahme tut indes der Allgemeinheit des STOKESschen Satzes keinen Eintrag[1]). Wir behandeln das Oberflächenintegral $\int L_\nu \, df$, erstreckt über die beschriebene Fläche, wobei L_ν die Komponente in Richtung der Flächennormale bezeichnet. In welcher der beiden möglichen Richtungen wir die Normale errichten, ist gleichgültig, wenn nur für alle Punkte der Fläche die gleiche Richtung gewählt wird. Wir haben nach 7):

$$\int L_\nu \, df = \int \{L_\xi \cos(\nu, \xi) + L_\eta \cos(\nu, \eta) + L_\zeta \cos(\nu, \zeta)\} \, df.$$

Wir schneiden die Oberfläche mit den Flächen $\xi = \xi_0$ und $\xi = \xi_0 + d\xi$ (Fig. 4, s. S. 857). Für den zwischen diesen beiden Flächen enthaltenen Streifen der Oberfläche bilden wir das Integral $\int L_\eta \cos(\nu, \eta) \, df$, indem wir ihn durch Flächen $\zeta = \text{const}$ in Flächenelemente df zerlegen. ξ_0, η_0, ζ_0 seien die Raumkoordinaten an der Stelle des Flächenelementes df. Es ist $\cos(\nu, \eta) \, df$ dem absoluten Betrage nach der Flächeninhalt der Projektion von df auf die Fläche $\eta = \eta_0$. Das Vorzeichen dieses Ausdruckes ist positiv bzw. negativ, je nachdem der Winkel ν, η ein spitzer oder ein stumpfer ist. Wir ordnen nun der Randkurve der ganzen Oberfläche einen Umdrehungssinn zu, der zusammen mit der Richtung der Normalen einer Rechtsschraube entspricht. Die begrenzenden Linienelemente II und I des Streifens unterscheiden sich dann dadurch, daß der eine von ihnen im Sinne der wachsenden, der andere im Sinne der abnehmenden ξ durchlaufen wird. Hierdurch ist auch für den Streifen ein Umdrehungssinn festgelegt. Denjenigen der beiden inneren Ränder des Streifens, der bei dieser Umkreisung auf das Linienelement I folgt, bezeichnen wir mit λ.

Die Projektion von df auf die Fläche $\eta = \eta_0$ ist ihrem absoluten Betrage nach $\xi_1 \zeta_1 \, d\xi \, d\zeta$. Um dem in $\cos(\nu, \eta) \, df$ steckenden Vorzeichen Rechnung zu tragen, schreiben wir den letzteren Ausdruck $\xi_1 \zeta_1 \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} d\lambda \, d\xi$, indem wir ζ als Funktion von λ auf-

[1]) ABRAHAM, l. c., S. 83.

fassen. In der Tat entspricht ein Fortschreiten um $d\lambda$ auf λ einer ganz bestimmten, dadurch bedingten Änderung $d\zeta$. Wählen wir $d\lambda$ und $d\xi$ stets positiv (ξ_1 und η_1 sind es an sich), so kann das Vorzeichen von $\frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}$ noch positiv oder negativ sein. Man kann sich leicht davon überzeugen, daß bei unseren Festsetzungen $\frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}$ das Vorzeichen von $\cos(\nu, \eta)$ besitzt. Also ist sowohl dem Betrage wie dem Vorzeichen nach:

$$\cos(\nu, \eta)\, df = \xi_1 \zeta_1 \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}\, d\lambda\, d\xi. \tag{20}$$

Wir können also schreiben:

$$\int \frac{1}{\xi_1 \zeta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \zeta}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)\right\} df \cos(\nu, \eta) = \int \frac{\partial}{\partial \zeta}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1) \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}\, d\lambda\, d\xi. \tag{21}$$

Zerlegen wir den Streifen der Breite $d\xi$ in Oberflächenelemente mit Hilfe der Flächen $\eta = \text{const}$, so entsteht nach Größe und Vorzeichen die Beziehung

$$\cos(\nu, \zeta)\, df = -\xi_1 \eta_1 \frac{\partial \eta}{\partial \lambda}\, d\lambda\, d\xi,$$

woraus folgt:

$$\int \frac{1}{\xi_1 \eta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \eta}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)\right\} df \cos(\nu, \zeta) = -\int \frac{\partial}{\partial \eta}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1) \frac{\partial \eta}{\partial \lambda}\, d\lambda\, d\xi. \tag{22}$$

Subtrahiert man 22) von 21) und berücksichtigt, daß $\frac{\partial \xi}{\partial \lambda} = 0$, so wird, wenn man die Integration zunächst auf den betrachteten Streifen beschränkt,

$$\int \frac{1}{\xi_1 \zeta_1} \frac{\partial}{\partial \zeta}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)\, df \cos(\nu, \eta) - \int \frac{1}{\xi_1 \eta_1} \frac{\partial}{\partial \eta}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)\, df \cos(\nu, \zeta)$$
$$= d\xi \int \frac{\partial}{\partial \lambda}(\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)\, d\lambda = d\xi\, (\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)_{II} - d\xi\, (\mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)_I. \tag{23}$$

Setzt man an Stelle von $d\xi$ die Werte $d\xi'_{II}$ und $d\xi'_I$, die den Änderungen von ξ bei der geschilderten Umkreisung an den Stellen II und I entsprechen, so ist

$$d\xi'_{II} = d\xi, \quad d\xi'_I = -d\xi,$$

so daß wir die rechte Seite von 23) schreiben können:

$$(d\xi'\, \mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)_{II} + (d\xi'\, \mathfrak{A}_\xi\, \xi_1)_I.$$

Setzt man sämtliche Streifen, in welche die Fläche durch Ebenen $\xi = \text{const}$ geteilt wird, zusammen, so kommt jedes Linienelement

der Randkurve nur einmal vor, und die Summe der rechten Seiten von 23) läßt sich schreiben $\int\limits_l (\mathfrak{A}_\xi \zeta_1 \, d\xi')$, wobei die Integration über die ganze Randkurve zu erstrecken ist.

Zyklische Vertauschung und Addition der durch diese entstandenen Gleichungen liefert aus 23):

$$\begin{aligned}
&\int \frac{1}{\xi_1 \zeta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\xi \xi_1) - \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1)\right\} df \cos(\nu, \eta) \\
&+ \int \frac{1}{\xi_1 \eta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\eta \eta_1) - \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\xi \xi_1)\right\} df \cos(\nu, \zeta) \\
&+ \int \frac{1}{\eta_1 \zeta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1) - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\eta \eta_1)\right\} df \cos(\nu, \xi) \\
&= \int\limits_l (\mathfrak{A}_\xi \xi_1 \, d\xi' + \mathfrak{A}_\eta \eta_1 \, d\eta' + \mathfrak{A}_\zeta \zeta_1 \, d\zeta') \\
&= \int\limits_l dl \, \{\mathfrak{A}_\xi \cos(l, \xi) + \mathfrak{A}_\eta \cos(l, \eta) + \mathfrak{A}_\zeta \cos(l, \zeta)\} \\
&= \int\limits_l dl \, \mathfrak{A}_l. \qquad \qquad 24)
\end{aligned}$$

Die beiden letzten Umformungen gründen sich auf die Gleichungen 4) bis 7).

Wenden wir 24) auf eine kleine geschlossene Fläche an, so ergibt sich

$$\begin{aligned}
\frac{\int dl \, . \, \mathfrak{A}_l}{df} = &\frac{1}{\zeta_1 \xi_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\xi \xi_1) - \frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1)\right\} \cos(\nu, \eta) \\
&+ \frac{1}{\xi_1 \eta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \xi} (\mathfrak{A}_\eta \eta_1) - \frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\xi \xi_1)\right\} \cos(\nu, \zeta) \\
&+ \frac{1}{\eta_1 \zeta_1} \left\{\frac{\partial}{\partial \eta} (\mathfrak{A}_\zeta \zeta_1) - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\mathfrak{A}_\eta \eta_1)\right\} \cos(\nu, \xi). \qquad 25)
\end{aligned}$$

Da die rechte Seite von 25) eine bestimmte Funktion des Ortes und der Richtung enthält, so wird auch die linke unabhängig von der speziellen Form der kleinen Oberfläche und ihrer Randkurve, sofern die Normale der Oberfläche eine bestimmte Richtung besitzt. Die Art und Weise, in welcher die Richtungskosinus in die rechte Seite von 25) eingehen, charakterisiert die Funktion des Ortes und der Richtung nach 7) als einen Vektor. Der Grenzwert des Quotienten eines Linienintegrals dividiert durch die eingeschlossene Fläche definiert nun aber in der euklidischen Geometrie die Komponente des Vektors curl senkrecht zu dieser Fläche. Wir

dürfen also die rechte Seite von 25) nun auch im nicht-euklidischen Raume als Komponente eines curl in der Richtung v auffassen und sie demgemäß $\operatorname{curl}_v(\mathfrak{A})$ schreiben. Dann gibt 24):

$$\int (\operatorname{curl}\mathfrak{A})_v\, df = \int_l \mathfrak{A}_l\, dl. \tag{26}$$

Das ist nichts anderes wie der Satz von Stokes.

Somit ist die nicht-euklidische Bedeutung aller Vektoroperationen in den Gleichungen I) bis V) festgestellt.

Die Ausdrücke für die elektromagnetische Energie und den Energiestrom. Wir entwickeln nun die Ausdrücke für den elektromagnetischen Energieinhalt eines Raumes und den Energieaustausch zwischen zwei Raumteilen. Die Arbeit der elektromagnetischen Kräfte definieren wir mit Killing [1]) als das Produkt aus der Kraft, der Verrückung des Aufpunktes und dem Kosinus des von diesen beiden Richtungen eingeschlossenen Winkels α. Diese Definition wird für $R = \infty$ ohne weiteres mit der euklidischen identisch. An einem Bezirke dv von der elektrischen Dichte ϱ leistet dann die elektromagnetische Kraft $\mathfrak{F}$ pro Sekunde die Arbeit $(\mathfrak{v}\mathfrak{F})\varrho\, dv$, wenn wir den Skalar $|\mathfrak{v}|\,|\mathfrak{F}|\cos\alpha$ wie üblich mit $(\mathfrak{v}\mathfrak{F})$ bezeichnen. Nun ist

$$\cos\alpha = \beta_1\delta_1 + \beta_2\delta_2 + \beta_3\delta_3,$$

wenn $\beta_1, \beta_2, \beta_3$; $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ die Richtungskosinus von $\mathfrak{v}$ bzw. $\mathfrak{F}$ bezeichnen. Also wird:

$$\begin{aligned}(\mathfrak{v}\mathfrak{F}) &= |\mathfrak{v}|\beta_1 \cdot |\mathfrak{F}|\delta_1 + |\mathfrak{v}|\beta_2 \cdot |\mathfrak{F}|\delta_2 + |\mathfrak{v}|\beta_3 \cdot |\mathfrak{F}|\delta_3 \\ &= \mathfrak{v}_\xi \mathfrak{F}_\xi + \mathfrak{v}_\eta \mathfrak{F}_\eta + \mathfrak{v}_\zeta \mathfrak{F}_\zeta.\end{aligned} \tag{27}$$

Durch Substitution der Werte von $\mathfrak{F}_\xi$ usw. [2]) erhält man

$$\begin{aligned}(\mathfrak{v}\mathfrak{F}) &= \{\mathfrak{v}_\xi \mathfrak{E}_\xi + \mathfrak{v}_\eta \mathfrak{E}_\eta + \mathfrak{v}_\zeta \mathfrak{E}_\zeta\} \\ &+ \frac{1}{c}\{\mathfrak{v}_\xi[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]_\xi + \mathfrak{v}_\eta[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]_\eta + \mathfrak{v}_\zeta[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]_\zeta\} = (\mathfrak{v}\mathfrak{E}) + \frac{1}{c}(\mathfrak{v}[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]).\end{aligned} \tag{28}$$

Da der Vektor $\mathfrak{v}$ auch im Lobatschefskijschen Raume noch senkrecht auf $[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]$ steht [3]), so verschwindet der zweite Summand auf der rechten Seite von 28), und man erhält auch hier

$$(\mathfrak{v}\mathfrak{F}) = (\mathfrak{v}\mathfrak{E}).$$

---

[1]) Crelles Journ. f. reine u. angew. Math. 98, 1, 1885.

[2]) Zur Rechtfertigung der Zerlegungen $\mathfrak{F}_\xi = \mathfrak{E}_\xi + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]_\xi$ usw. siehe unten S. 866.

[3]) Vgl. oben S. 853.

Statt das fertige innere Vektorprodukt mit dem Skalar ϱ zu multiplizieren, können wir auch $\mathfrak{v}$ von vornherein mit ϱ multiplizieren. Es ist nur zu beachten, daß für negative ϱ in diesem Falle der Vektor $\mathfrak{v}$ seine Richtung wechselt. Die Arbeit pro Sekunde wird somit $(\varrho\,\mathfrak{v}, \mathfrak{E})\,dv$.

Im ganzen Raume leisten die elektromagnetischen Kräfte pro Sekunde die Arbeit

$$\frac{dA}{dt} = \int (\varrho\,\mathfrak{v}, \mathfrak{E})\,dv.$$

Unter Berücksichtigung von I hat man

$$\frac{dA}{dt} = \frac{c}{4\pi}\int\left(\operatorname{curl}\mathfrak{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial t}, \mathfrak{E}\right)dv. \qquad 29)$$

Zur weiteren Umformung von 29) müssen wir uns der fortdauernden Gültigkeit eines Satzes der euklidischen Vektoranalysis versichern. Wir betrachten die Divergenz eines äußeren Produktes zweier Vektoren $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{C}$, die nach 15) ist:

$$\operatorname{div}[\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}] = \frac{1}{\xi_1\,\eta_1\,\zeta_1}\left\{\frac{\partial}{\partial\xi}([\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]_\xi\,\eta_1\,\zeta_1) + \frac{\partial}{\partial\eta}([\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]_\eta\,\zeta_1\,\xi_1) + \frac{\partial}{\partial\zeta}([\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]_\zeta\,\xi_1\,\eta_1)\right\}. \qquad 30)$$

30) erfordert die Formulierung der Komponenten von $[\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]$ im allgemeinen rechtwinkeligen Koordinatensystem. Nun ist laut Definition (S. 853) $[\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]$ ein Vektor vom Betrage $|\mathfrak{B}|\,|\mathfrak{C}|\sin\alpha$, wenn α der Winkel von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{C}$ ist. Sind α_1, α_2, α_3 die Winkel von $[\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]$ mit den Richtungen der zunehmenden ξ, η, ζ, ferner β_1, β_2, β_3 die Richtungskosinus von $\mathfrak{B}$; γ_1, γ_2, γ_3 diejenigen von $\mathfrak{C}$, so gilt

$$\cos\alpha_1 = \frac{\beta_2\,\gamma_3 - \gamma_2\,\beta_3}{\sin\alpha}$$

und entsprechende Werte für $\cos\alpha_2$ und $\cos\alpha_3$ bei zyklischer Vertauschung. Also wird

$$[\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]_\xi = |\mathfrak{B}|\,|\mathfrak{C}|\,(\beta_2\,\gamma_3 - \gamma_2\,\beta_3). \qquad 31)$$

Nach 8) bis 10) ist

$$\beta_2 = \frac{\mathfrak{B}_\eta}{|\mathfrak{B}|},\quad \beta_3 = \frac{\mathfrak{B}_\zeta}{|\mathfrak{B}|},\quad \gamma_2 = \frac{\mathfrak{C}_\eta}{|\mathfrak{C}|},\quad \gamma_3 = \frac{\mathfrak{C}_\zeta}{|\mathfrak{C}|}.$$

Eingeführt in 31):

$$[\mathfrak{B}\,\mathfrak{C}]_\xi = \mathfrak{B}_\eta\,\mathfrak{C}_\zeta - \mathfrak{B}_\zeta\,\mathfrak{C}_\eta. \qquad 32)$$

Die beiden anderen Komponenten werden durch zyklische Vertauschung erhalten. Also geht 30) über in

$$\operatorname{div}[\mathfrak{B}\,\mathfrak{E}] = \frac{1}{\xi_1\eta_1\zeta_1}\left\{\frac{\partial}{\partial\xi}\{(\mathfrak{B}_\eta\mathfrak{E}_\zeta - \mathfrak{B}_\zeta\mathfrak{E}_\eta)\eta_1\zeta_1\}\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial\eta}\{(\mathfrak{B}_\zeta\mathfrak{E}_\xi - \mathfrak{B}_\xi\mathfrak{E}_\zeta)\zeta_1\xi_1\} + \frac{\partial}{\partial\zeta}\{(\mathfrak{B}_\xi\mathfrak{E}_\eta - \mathfrak{B}_\eta\mathfrak{E}_\xi)\xi_1\eta_1\}\right\}. \qquad 33)$$

33) liefert nach Ausführung der Differentiationen:

$$\operatorname{div}[\mathfrak{B}\,\mathfrak{E}] = \frac{\mathfrak{E}_\zeta}{\xi_1\eta_1}\frac{\partial}{\partial\xi}(\mathfrak{B}_\eta\eta_1) + \frac{\mathfrak{B}_\eta}{\xi_1\zeta_1}\frac{\partial}{\partial\xi}(\mathfrak{E}_\zeta\zeta_1)$$
$$-\frac{\mathfrak{E}_\eta}{\xi_1\zeta_1}\frac{\partial}{\partial\xi}(\mathfrak{B}_\zeta\zeta_1) - \frac{\mathfrak{B}_\zeta}{\xi_1\eta_1}\frac{\partial}{\partial\xi}(\mathfrak{E}_\eta\eta_1) \pm \cdots \qquad 34)$$

Die acht fehlenden Glieder sind hier durch zyklische Vertauschung zu ergänzen. Durch einmaliges Fortschreiten auf dem Zyklus entsteht z. B. aus dem dritten Gliede der rechten Seite von 34) der Ausdruck

$$-\frac{\mathfrak{E}_\zeta}{\eta_1\xi_1}\frac{\partial}{\partial\eta}(\mathfrak{B}_\xi\xi_1),$$

der zu dem ersten unvertauschten Gliede von 34) addiert $\mathfrak{E}_\zeta \operatorname{curl}_\zeta(\mathfrak{B})$ liefert. Indem man so immer je zwei Glieder des vollständigen zwölfgliedrigen Ausdruckes 34) zusammenfaßt, erhält man

$$\begin{aligned}\operatorname{div}[\mathfrak{B}\,\mathfrak{E}] &= \{\mathfrak{E}_\xi \operatorname{curl}_\xi(\mathfrak{B}) + \mathfrak{E}_\eta \operatorname{curl}_\eta(\mathfrak{B}) + \mathfrak{E}_\zeta \operatorname{curl}_\zeta(\mathfrak{B})\}\\ &\quad - \{\mathfrak{B}_\xi \operatorname{curl}_\xi(\mathfrak{E}) + \mathfrak{B}_\eta \operatorname{curl}_\eta(\mathfrak{E}) + \mathfrak{B}_\zeta \operatorname{curl}_\zeta(\mathfrak{E})\}\\ &= {}^{1)}(\mathfrak{E}\operatorname{curl}\mathfrak{B}) - (\mathfrak{B}\operatorname{curl}\mathfrak{E}).\end{aligned} \qquad 35)$$

Hieraus folgt[2]) durch Anwendung des Gaussschen Satzes:

$$\int df[\mathfrak{B}\,\mathfrak{E}]_\nu = \int dv\,\mathfrak{E}\operatorname{curl}\mathfrak{B} - \int dv\,\mathfrak{B}\operatorname{curl}\mathfrak{E}. \qquad 36)$$

36) gestattet nun, 29) umzuformen. Man kann die letztere Gleichung schreiben:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{c}{4\pi}\int dv(\mathfrak{E}\operatorname{curl}\mathfrak{H}) - \frac{1}{4\pi}\int\left(\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial t}\cdot\mathfrak{E}\right)dv, \qquad 37)$$

entsprechend der durch 28) vorgenommenen Zerlegung. Ferner ist nach 36):

$$\int(\mathfrak{E}\operatorname{curl}\mathfrak{H})\,dv = \int(\mathfrak{H}\operatorname{curl}\mathfrak{E})\,dv - \int df[\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]_\nu$$

und mit Rücksicht auf II:

$$\int(\mathfrak{E}\operatorname{curl}\mathfrak{H})\,dv = -\frac{1}{c}\int\left(\mathfrak{H}\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial t}\right)dv - \int df\,[\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]_\nu. \qquad 38)$$

---

[1]) Vgl. oben Gleichung 27).

[2]) Vgl. Abraham, l. c., S. 93.

Nach 27) ist:

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \cdot \mathfrak{E}\right) = \frac{1}{dt} \{(\mathfrak{E}_{t+dt} - \mathfrak{E}_t)_\xi . \mathfrak{E}_\xi + (\mathfrak{E}_{t+dt} - \mathfrak{E}_t)_\eta . \mathfrak{E}_\eta + (\mathfrak{E}_{t+dt} - \mathfrak{E}_t)_\zeta . \mathfrak{E}_\zeta\}. \qquad 39)$$

Die Gleichungen, mit deren Hilfe aus den absoluten Beträgen von $\mathfrak{E}_{t+dt}$ und $\mathfrak{E}_t$ und deren Richtungskosinus der absolute Betrag von $d\mathfrak{E}$ sowie die Richtungskosinus dieses Vektors gebildet werden, sind nach 1) bis 3) dieselben wie in der euklidischen Geometrie. Da nach 4) bis 6) auch die Zerlegung des Vektors $d\mathfrak{E}$ formell in der gleichen Weise wie im euklidischen Raume erfolgt, so dürfen wir ohne weiteres den euklidischen Satz anwenden, wonach

$$(\mathfrak{E}_{t+dt} - \mathfrak{E}_t)_\xi = \mathfrak{E}_{(t+dt)\xi} - \mathfrak{E}_{(t)\xi}.$$

Wir können 39) also schreiben:

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \cdot \mathfrak{E}\right) = \frac{1}{dt} \big({}^1/_2 \{\mathfrak{E}_{(t)\xi} + \mathfrak{E}_{(t+dt)\xi} - d\mathfrak{E}_\xi\} \{\mathfrak{E}_{(t+dt)\xi} - \mathfrak{E}_{(t)\xi}\} + {}^1/_2 \{\mathfrak{E}_{(t)\eta} + \mathfrak{E}_{(t+dt)\eta} - d\mathfrak{E}_\eta\} \{\mathfrak{E}_{(t+dt)\eta} - \mathfrak{E}_{(t)\eta}\} + {}^1/_2 \{\mathfrak{E}_{(t)\zeta} + \mathfrak{E}_{(t+dt)\zeta} - d\mathfrak{E}_\zeta\} \{\mathfrak{E}_{(t+dt)\zeta} - \mathfrak{E}_{(t)\zeta}\}\big)$$

$$= \frac{1}{dt} \big({}^1/_2 \{\mathfrak{E}^2_{(t+dt)\xi} - \mathfrak{E}^2_{(t)\xi}\} - {}^1/_2 \{d\mathfrak{E}_\xi\}^2 \pm \cdots\big)$$

und für kleine Werte von $d\mathfrak{E}$:

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \cdot \mathfrak{E}\right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathfrak{E}_\xi^2 + \mathfrak{E}_\eta^2 + \mathfrak{E}_\zeta^2) = \frac{1}{2} \frac{\partial (E^2)}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial \mathfrak{E}^2}{\partial t}$$

da, wenn $E = |\mathfrak{E}|$, $\mathfrak{E}^2 = E^2 \cos(\mathfrak{E}, \mathfrak{E}) = 1$ ist.

Führt man dies in 37) und 38) ein, so erhält man

$$\frac{dA}{dt} = -\left\{\frac{1}{8\pi} \int \frac{\partial \mathfrak{H}^2}{\partial t} dv + \frac{1}{8\pi} \int \frac{\partial \mathfrak{E}^2}{\partial t} dv\right\} - \frac{c}{4\pi} \int [\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]_\nu \, df.$$

Ein Integral wird nach einem Parameter differentiiert, indem man den Integranden differentiiert und dann integriert. Dieser Satz ist ein rein analytischer und deshalb auch hier anwendbar, d. h. wir können schreiben:

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{d}{dt} \left\{\int \frac{(\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)}{8\pi} dv\right\} - \int \frac{c}{4\pi} [\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}]_\nu \, df. \qquad 40)$$

Die Arbeit der elektromagnetischen Kräfte ist also gleich der Abnahme eines gewissen Volumenintegrals und eines gewissen Oberflächenintegrals. Wir deuten diese beiden in üblicher Weise als die gesamte elektromagnetische Energie des Raumes und den nach außen tretenden Energiestrom. Man sieht, daß diese beiden

Größen von den Vektoren $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ in der gleichen Weise abhängen wie im euklidischen Raume. *Es bleibt also der Maxwellsche Ansatz für die elektromagnetische Energie des Vakuums und der Poyntingsche Satz über die Energieströmung auch im Lobatschefskijschen Raume bestehen.*

Die Maxwell-Lorentzschen Gleichungen in Lobatschefskijschen Koordinaten. Zur wirklichen Untersuchung der elektromagnetischen Vorgänge, z. B. der elektrostatischen, brauchen wir ein bestimmtes Koordinatensystem. Wir wählen ein solches, das im speziellen Falle $R = \infty$ in das gewöhnliche kartesische System übergeht. In dem letzteren werden ja die Maxwellschen Gleichungen gewöhnlich dargestellt. Ein nichteuklidisches Koordinatensystem von der gewünschten Beschaffenheit wird aus dem allgemeinen rechtwinkeligen System in folgender Weise erhalten. Durch einen beliebigen Raumpunkt 0 (Fig. 5, s. S. 857) legt man drei zueinander orthogonale Ebenen $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$. Wir verstehen dann unter der z-Koordinate des Punktes P die Länge des auf die Ebene $z = 0$ gefällten Lotes PW, unter y die Länge des von W auf die Achse $y = 0$, $z = 0$ gefällten Lotes WQ und endlich unter x den Abstand OQ des Punktes Q vom Anfangspunkt 0. Dieses „Lobatschefskijsche Koordinatensystem" ist orthogonal[1]); aus der Konstruktion ist ersichtlich, daß es für eine unendliche große Einheitsstrecke, gegen die die Lineardimensionen des zur Konstruktion benutzten Gebietes zu vernachlässigen sind, in das gewöhnliche kartesische System der euklidischen Geometrie übergeht.

Im Lobatschefskijschen Koordinatensystem wird[2])

$$\xi_1 = \mathfrak{Cof}(y)\,\mathfrak{Cof}(z), \quad \eta_1 = \mathfrak{Cof}\,z, \quad \zeta_1 = 1.$$

Wir können also, indem wir diese Werte in den Ausdruck der Divergenz in 15) einführen, die Grundgleichungen III) und IV) folgendermaßen schreiben:

$$\frac{1}{\mathfrak{Cof}(y)\,\mathfrak{Cof}(z)}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x} + \frac{1}{\mathfrak{Cof}(z)}\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z} + \frac{\mathfrak{Tg}(y)}{\mathfrak{Cof}(z)}\mathfrak{E}_y + 2\,\mathfrak{Tg}(z)\,\mathfrak{E}_z = 4\pi\varrho, \tag{III a}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Cof}(y)\,\mathfrak{Cof}(z)}\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial x} + \frac{1}{\mathfrak{Cof}(z)}\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z} + \frac{\mathfrak{Tg}(y)}{\mathfrak{Cof}(z)}\mathfrak{H}_y + 2\,\mathfrak{Tg}(z)\,\mathfrak{H}_z = 0. \tag{IV a}$$

---

[1]) Vgl. H. Liebmann, Nicht-euklidische Geometrie, 1. Aufl., 1905, S. 226.

[2]) Liebmann, l. c., S. 151.

*

Für kleine Werte der Koordinaten wird $\mathfrak{Cos}(y) = \mathfrak{Cos}(z) = 1$, $\mathfrak{Tg}(y) = \mathfrak{Tg}(z) = 0$, und III a) und IV a) gehen, wie es sein muß, in die euklidische Form über:

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial z} = 4\pi\varrho$$

bzw.

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z} = 0.$$

Die Vektorgleichungen I), II), V) müssen zur Einführung des LOBATSCHEFSKIJschen Koordinatensystems in skalare Komponentengleichungen zerlegt werden. Auch im LOBATSCHEFSKIJschen Raume hat das Verschwinden der geometrischen Summe einer Anzahl von Vektoren das Verschwinden der Summe ihrer Komponenten in je drei zueinander senkrechten Richtungen zur Folge. Denn nach 1) bis 6) gelten hier für die Bildung der geometrischen Summen und der räumlichen Komponenten von Vektoren die gleichen algebraischen Regeln wie in der euklidischen Geometrie. Die Komponenten von curl $(\mathfrak{A})$ findet man aus 25), indem man nacheinander $\cos(\nu, \xi)$, $\cos(\nu, \eta)$, $\cos(\nu, \zeta)$ gleich 1 setzt. Dann werden die Komponenten von I), wenn wir hier für ξ_1, η_1, ζ_1 ihre Werte im LOBATSCHEFSKIJschen Koordinatensystem einführen:

$$\frac{1}{\mathfrak{Cos}(z)} \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z} - \mathfrak{Tg}(z)\,\mathfrak{H}_y - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \frac{4\pi\varrho\,\mathfrak{v}_x}{c}, \qquad \mathrm{I}_x^a)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial z} - \frac{1}{\mathfrak{Cos}(y)\,\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial x} + \mathfrak{Tg}(z)\,\mathfrak{H}_x - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial t} = \frac{4\pi\varrho\,\mathfrak{v}_y}{c}, \qquad \mathrm{I}_y^a)$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Cos}(y)\,\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} - \frac{1}{\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y} - \frac{\mathfrak{Tg}(y)}{\mathfrak{Cos}(z)}\mathfrak{H}_x$$
$$- \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} = \frac{4\pi\varrho\,\mathfrak{v}_z}{c}. \qquad \mathrm{I}_z^a)$$

Die Komponenten der Gleichung II) werden:

$$\frac{1}{\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial z} - \mathfrak{Tg}(z)\,\mathfrak{E}_y + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t} = 0, \qquad \mathrm{II}_x^a)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial z} - \frac{1}{\mathfrak{Cos}(y)\,\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial x} + \mathfrak{Tg}(z)\,\mathfrak{E}_x + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial t} = 0, \qquad \mathrm{II}_y^a)$$

$$\frac{1}{\mathfrak{Cos}(y)\,\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} - \frac{1}{\mathfrak{Cos}(z)}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y} - \frac{\mathfrak{Tg}(y)}{\mathfrak{Cos}(z)}\mathfrak{E}_x$$
$$+ \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial t} = 0. \qquad \mathrm{II}_z^a)$$

Für kleine Werte der Koordinaten gehen die Gleichungen wieder in die euklidische Form über, z. B. I_x^a) in:

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial z}\right) - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial t} = \frac{4\pi \varrho \mathfrak{v}_x}{c}.$$

Führt man 32) in die x-Komponente von V) ein, so hat man:

$$\mathfrak{F}_x = \mathfrak{E}_x + \frac{1}{c}(\mathfrak{v}_y \mathfrak{H}_z - \mathfrak{v}_z \mathfrak{H}_y) \qquad V_x^a)$$

und nach zyklischer Vertauschung:

$$\mathfrak{F}_y = \mathfrak{E}_y + \frac{1}{c}(\mathfrak{v}_z \mathfrak{H}_x - \mathfrak{v}_x \mathfrak{H}_z), \qquad V_y^a)$$

$$\mathfrak{F}_z = \mathfrak{E}_z + \frac{1}{c}(\mathfrak{v}_x \mathfrak{H}_y - \mathfrak{v}_y \mathfrak{H}_x). \qquad V_z^a)$$

Die Gleichungen V_x^a), V_y^a), V_z^a) sind mit den gewöhnlichen euklidischen identisch, gehen also beim Übergang zum euklidischen System erst recht in sie über.

Die Gleichungen I_x^a), I_y^a), I_z^a), II_x^a), II_y^a), II_z^a), IIIa), IVa), V_x^a), V_y^a), V_z^a) liefern das vollständige verallgemeinerte System der Maxwell-Lorentzschen Gleichungen im nicht-euklidischen Raume negativer Krümmung mit Lobatschefskijschem Koordinatensystem.

Elektrostatik in Räumen negativer, verschwindender, positiver Krümmung (Atome, Vakuum, Elektronen). Um aus diesem System die eingangs erwähnten Potentiale herzuleiten, geht man zweckmäßig von der vektoriellen Form desselben aus. Wir suchen zeitlich nicht veränderliche Zustände; dann ist $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t}$ und nach II) auch curl $\mathfrak{E} = 0$. Betrachten wir irgend eine geschlossene Kurve, die eine Oberfläche umrandet, so ist nach dem Stokesschen Satze [vgl. Gleichung 26)]:

$$\int_l \mathfrak{E}_l \, dl = \int (\text{curl}\, \mathfrak{E})_\nu \, df = 0. \qquad 41)$$

Sind 3 und 1 zwei beliebige Punkte der Randkurve (Fig. 6, s. S. 857) so wird nach 41):

$$\int_{3,2,1} \mathfrak{E}_l \, dl + \int_{1,4,3} \mathfrak{E}_l \, dl = 0,$$

$$\int_{3,2,1} \mathfrak{E}_l \, dl = \int_{3,4,1} \mathfrak{E}_l \, dl. \qquad 42)$$

Wir definieren nun einen Skalar durch die Gleichung

$$\varphi_{II} = \varphi_I - \int_I^{II} \mathfrak{E}_l \, dl. \tag{43}$$

Ist der Wert von φ_I willkürlich, so ist der Wert von φ_{II} an irgend einem Punkte II eindeutig bestimmt, da das Integral $\int_I^{II} \mathfrak{E}_l \, dl$ nach 42) nicht von dem Wege zwischen I und II abhängt; φ_I ist der spezielle Wert von φ im Punkte I. Aus 43) erhält man:

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial l} = +\mathfrak{E}_l. \tag{44}$$

Legt man dl nacheinander in die drei orthogonalen Richtungen $d\xi$, $d\eta$, $d\zeta$, so ergibt sich:

$$\mathfrak{E}_\xi = -\frac{\partial \varphi}{\partial \xi}\frac{1}{\xi_1}, \quad \mathfrak{E}_\eta = -\frac{\partial \varphi}{\partial \eta}\frac{1}{\eta_1}, \quad \mathfrak{E}_\zeta = -\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}\frac{1}{\zeta_1}.$$

Bei Einführung der Einheitsvektoren $\mathfrak{i}$, $\mathfrak{j}$, $\mathfrak{k}$ erhält man:

$$\mathfrak{E} = -\left(\mathfrak{i}\frac{\partial \varphi}{\partial \xi}\frac{1}{\xi_1} + \mathfrak{j}\frac{\partial \varphi}{\partial \eta}\frac{1}{\eta_1} + \mathfrak{k}\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}\frac{1}{\zeta_1}\right). \tag{45}$$

Da dieser Vektor für kleine Werte der Koordinaten in den negativ genommenen euklidischen Gradienten von φ übergeht, so wenden wir für ihn zweckmäßig das in der euklidischen Vektorgeometrie übliche Symbol $\nabla\varphi$ an und schreiben Gleichung 45):

$$\mathfrak{E} = -\nabla(\varphi). \tag{46}$$

Also auch hier ist im wirbelfreien Feld der Vektor $\mathfrak{E}$ als Gradient eines Skalars anzusehen. 46), eingeführt in III), gibt:

$$-\operatorname{div} \nabla(\varphi) = 4\pi\varrho. \tag{47}$$

Die Kräfteverteilung eines wirbelfreien Feldes wird also nach wie vor durch die L a p l a c e - P o i s s o n *sche Differentialgleichung wiedergegeben.*

Wir fragen speziell nach einem Felde von zentrischer Symmetrie, in dem also das Potential φ, aus dem die elektrische Kraft sich herleitet, nur von der Entfernung r von einem festen Punkte 0 abhängig ist und welches außer in der unmittelbaren Umgebung dieses Punktes frei von Divergenz ist. Dann haben wir als orthogonales System ein räumliches Polarkoordinatensystem (r Abstand vom Koordinatenanfang, ψ geographische

Länge, ϑ geographische Breite) einzuführen, für welches $\xi_1 = 1$, $\eta_1 = \mathfrak{Sin}(r)\cos\vartheta$, $\zeta_1 = \mathfrak{Sin}(r)$ wird. 47) geht außerhalb 0 über in:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\mathfrak{Sin}^2(r)\right) = 0,$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r}\mathfrak{Sin}^2(r) = \text{const}_1,$$

$$\varphi = \text{const}_1 \int \frac{dr}{\mathfrak{Sin}^2(r)} + \text{const}_2 = \text{const}_3 \frac{1}{\mathfrak{Tg}(r)} + \text{const}_2.$$

Das ist das früher angegebene[1]) *verallgemeinerte Newton-Coulombsche Potential.* Dieses läßt sich also in der Tat als dasjenige Potential herleiten, das in einem Felde, welches frei von Curl und Divergenz ist, bei zentrischer Symmetrie den MAXWELL-LORENTZschen Gleichungen in ihrer auch im LOBATSCHEFSKIJschen Raume fortbestehenden vektoriellen Form in diesem Raume genügt.

Es ist noch die zentrisch-symmetrische Verteilung der Divergenz anzugeben, die im LOBATSCHEFSKIJschen Raume dem zweiten früher[2]) benutzen Potential, dem verallgemeinerten elastischen const. $\mathfrak{Tg}^2(r)$ entspricht. Wenn ϱ nicht verschwindet, so tritt bei zentrischer Symmetrie an Stelle von 47) nach Ausführung der vorgeschriebenen Differentiationen:

$$-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - 2\frac{\partial \varphi}{\partial r}\mathfrak{Ctg}(r) = 4\pi\varrho$$

und wenn man hier $\varphi = c\,\mathfrak{Tg}^2(r)$ einführt:

$$\varrho = -\frac{3}{2\pi}\frac{c}{\mathfrak{Cos}^4(r)}. \tag{48)}$$

Gleichung 48) gibt die Raumdichte der Elektrizität in einem Atom an, das von einem hyperbolisch-elastischen Kraftfelde erfüllt ist. Sie wird für $R = \infty$ konstant; das Atommodell geht dann in das Thomsonatom mit konstanter Volumladung über. *Das früher benutzte hyperbolisch-elastische Kraftfeld ergibt sich also als elektrostatisches Feld aus den Maxwellschen Gleichungen im hyperbolischen Raume, wenn man die Dichte der Elektrizität im Inneren der Atome der vierten Potenz des hyperbolischen Kosinus der Entfernung vom Mittelpunkt umgekehrt proportional setzt.*

[1]) BYK, l. c., S. 1439.
[2]) BYK, l. c., S. 1424.

Den bisherigen Formeln liegt als Längeneinheit die Einheitsstrecke des betreffenden Raumes zugrunde. Um Räume mit verschiedenen Einheitsstrecken miteinander vergleichen zu können, führen wir statt R in 48) das Zentimeter als Längeneinheit ein. Dann wird die Dichte im CGS-System:

$$\varrho' = -\frac{3}{2\pi} \frac{c}{\mathfrak{Cof}^4\left(\frac{r'}{R}\right)} R^{-3/2}. \tag{49}$$

Nun ist im CGS-System nach früheren Ausführungen[1]) die Arbeit zur Überführung der Elektrizitätsmenge 1 in die Entfernung r' cm vom Atommittelpunkt, wenn $-e$ das negative Elementarquantum der Elektrizität bezeichnet,

$$\varphi' = \frac{h\nu_0}{-e} \mathfrak{Tg}^2\left(\frac{r'}{R}\right)$$
$$= \frac{-h^2}{2m\pi^2 R^2 e} \mathfrak{Tg}^2\left(\frac{r'}{R}\right).$$

Wegen der Dimension des elektrostatischen Potentials wird also

$$\varphi = c\,\mathfrak{Tg}^2(r) = \frac{-h^2}{2m\pi^2 R^2 e} R^{-1/2} \mathfrak{Tg}^2\left(\frac{r'}{R}\right);$$

eingeführt in 49):

$$\varrho' = +\frac{3}{4\pi^3} \frac{h^2}{me\left\{R\,\mathfrak{Cof}\left(\frac{r'}{R}\right)\right\}^4}. \tag{50}$$

Um den Wert von ϱ' aus 50) in die Grundgleichungen einzuführen, müssen wir allgemein in diesen von der Einheit R zum Zentimeter übergehen. Bezeichnen wir die im CGS-System gemessenen Größen durch Striche, so hat man nun für die Grundgleichungen nach Einführung des Ausdruckes 50):

$$\operatorname{curl} \mathfrak{H}' - \frac{1}{c'} \frac{\partial \mathfrak{E}'}{\partial t} = +\frac{3}{\pi^2} \frac{h^2}{emc} \frac{\mathfrak{v}'}{\left\{R\,\mathfrak{Cof}\left(\frac{r'}{R}\right)\right\}^4}, \tag{Ib}$$

$$\operatorname{curl} \mathfrak{E}' + \frac{1}{c'} \frac{\partial \mathfrak{H}'}{\partial t} = 0, \tag{IIb}$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{E}' = +\frac{3}{\pi^2} \frac{h^2}{em} \frac{1}{\left\{R\,\mathfrak{Cof}\left(\frac{r'}{R}\right)\right\}^4}, \tag{IIIb}$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{H}' = 0, \tag{IVb}$$

$$\mathfrak{F}' = \mathfrak{E}' + \frac{1}{c'} [\mathfrak{v}'\mathfrak{H}']. \tag{Vb}$$

---

[1]) Byk, l. c., S. 1427. h ist das Planck sche Wirkungsquantum, m die Masse des Elektrons.

Für $R = \infty$, d. h. im Vakuum verschwinden die rechten Seiten von Ib) und IIIb), die Definitionen der Vektorfunktionen curl, div und $[\cdots]$ gehen in die gewöhnlichen euklidischen über; man hat das gewöhnliche System der MAXWELL-LORENTZschen Gleichungen; für wirbelfreie Felder liefert IIIb) dann in üblicher Weise das NEWTONsche Potential $\varphi' = \sum \frac{\text{const}}{r'}$. Für endliche Werte von R, d. h. innerhalb der Atome, hat man

$$\varphi' = -\frac{h\nu_0}{e} \mathfrak{T}\mathfrak{g}^2\left(\frac{r'}{R}\right),$$

wobei r' die Entfernung von einem bestimmten Punkte innerhalb des betreffenden Atoms bezeichnet, der die physikalische Bedeutung des Atommittelpunktes besitzt. Es ist dies das hyperbolisch-elastische Potential, aus dem früher vom Verfasser eine Reihe von Eigenschaften der Atome hergeleitet wurden[1]).

Zu positiv (und zwar sphärisch, nicht elliptisch) gekrümmten Räumen geht man über, indem man $R = R'i$ setzt. Dann wird

$$\varrho' = +\frac{3}{4\pi^3}\frac{h^2}{me}\frac{1}{\left\{R'\cos\left(\frac{r'}{R'}\right)\right\}^4}.$$

Die gesamte Ladung innerhalb einer Kugel vom nicht-euklidischen, auf die Einheitsstrecke bezogenen Radius $d = \frac{d'}{R'}$ ist im positiv gekrümmten Raume:

$$\varepsilon = \frac{3}{4\pi^3}\frac{h^2}{me}\frac{1}{R'^4}\int_0^d \frac{4\pi\sin^2(r)\,dr\,R'^3}{\cos^4(r)}$$

$$= \frac{h^2}{\pi^2 m e R'}\operatorname{tg}^3\left(\frac{d'}{R'}\right). \qquad 51)$$

Da $\operatorname{tg}\left(\frac{d'}{R'}\right)$ für $\frac{\pi}{2} < \frac{d'}{R'} < \pi$ negativ ist, so erhält man in positiv gekrümmten Räumen unter Umständen negative Ladungen entsprechend den Elektronen[2]).

Für negativ gekrümmte Räume tritt in 51) an Stelle des gewöhnlichen der hyperbolische Tangens, und man findet die Formel 11) der früheren Arbeit wieder[3]). *Es ergibt sich also*

---

[1]) BYK, l. c.

[2]) BYK, l. c., S. 1438.

[3]) BYK, l. c., S. 1432.

durch Integration über die elektrische Dichte im nicht-euklidischen Raume die gleiche Elektrizitätsmenge wie früher durch Rückschluß aus der Feldstärke an der Kugeloberfläche auf das als euklidisch betrachtete Innere. Diese Übereinstimmung rührt von der Gültigkeit des GAUSSschen Satzes[1]) her, wonach das Oberflächenintegral eines Vektors unabhängig von der Natur des betreffenden Raumes gleich dem Raumintegral über seine Divergenz ist.

Das Gleichungssystem Ib) bis Vb) faßt also, bzw. die auf das LOBATSCHEFSKIJsche Koordinatensystem spezialisierten Gleichungen Ia) bis Va) fassen, wenn man für ϱ' den Wert aus 50) einsetzt, *die Maxwellsche Elektrodynamik des Vakuums und die früher*[2]) *vom Verfasser zur Deutung elektrischer und chemischer Atomkräfte vom Standpunkte der nicht-euklidischen Geometrie aus angegebenen Formeln zusammen.* Diese früheren Resultate lassen sich demnach aus den MAXWELL-LORENTZschen Gleichungen herleiten, wenn man diese in Vektorform verwendet und die räumliche Dichte der Elektrizität als eine einfache Funktion von Einheitsstrecke und Entfernung vom Atommittelpunkt ansetzt, in der als universelle Konstanten das PLANCKsche Wirkungsquantum sowie Masse und Ladung des Elektrons auftreten.

Berlin, den 28. August 1914.

---

[1]) Siehe oben S. 858.
[2]) BYK, l. c.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. **15. Oktober 1914.** **Nr. 19.**

Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen;
von Karl Uller.

(Eingegangen am 19. September 1914.)

§ 6. Grundlagen der Elektromagnetik. Den Betrachtungen zugrunde soll folgendes System von Feldgleichungen liegen:

$$\left.\begin{array}{ll} \lambda\mathfrak{E} + \dot{\mathfrak{P}}_e = \quad V\operatorname{rot}\mathfrak{M}; & \operatorname{div}\lambda\mathfrak{E} = -\dfrac{\partial}{\partial t}\operatorname{div}\mathfrak{P}_e \\ \dot{\mathfrak{P}}_m = -V\operatorname{rot}\mathfrak{E}; & \operatorname{div}\mathfrak{P}_m = 0 \end{array}\right\} \qquad 1)$$

$\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ bezeichnen wir als die elektrische bzw. magnetische Feldstärke; $\mathfrak{P}_e$ und $\mathfrak{P}_m$ als die entsprechenden Polarisationen oder Erregungen; V eine universelle Konstante (den Übergang zu den gebräuchlichen Meßsystemen findet man nach den von E. Cohn in seinem Buche „Das elektromagnetische Feld", S. 280, angegebenen Anweisungen).

Die Hertzsche Theorie setzt $\mathfrak{P}_e = \varepsilon\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{P}_m = \mu\mathfrak{M}$; außerdem ist ihr ein der elektrischen Feldstärke proportionaler Leitungsstrom $\lambda\mathfrak{E}$ eigen.

Für eine elementare Schwingungsform der Wellenerregung nehmen die Grundgleichungen 1) bei konstanten, der Größe v entsprechenden Werten von ε, μ, λ die Formen an

$$E = -v\mu/Va \,.\, i\operatorname{rot}M; \quad aM - \operatorname{rot}\operatorname{rot}M = 0 \qquad 2\text{a})$$

oder auch

$$M = +V/v\mu \,.\, i\operatorname{rot}E; \quad aE - \operatorname{rot}\operatorname{rot}E = 0, \qquad 2\text{b})$$

je nachdem wir E durch M oder M durch E darstellen wollen.

Die Wellenkonstante a hat hierin den Wert

$$\mu \varepsilon / V^2 . \nu^2 \{1 - i \lambda / \varepsilon \nu\}.$$

Die verschiedenen elektromagnetischen Dispersionstheorien verlangen für die elektrischen Polarisationen Ansätze von der Form

$$\mathfrak{P}_e = \varepsilon_0 \mathfrak{E} + \sum_h N_h \mathfrak{P}_{eh} = \varepsilon \mathfrak{E} \tag{3)}$$

unter der Voraussetzung, daß die Abstände der mitschwingenden Gebilde klein sind gegen die Wellenlänge der Primärwellen, und für die magnetische Polarisation merklich $\mu_0 \mathfrak{M}$; der Zeiger 0 bezieht sich auf das Vakuum. $\mathfrak{P}_{eh}$ kann man als das elektrische Moment der $h$ten Ionen- oder Elektronengattung bezeichnen, $N_{eh} \mathfrak{P}_{eh}$ als die elektrische Polarisation der Volumeneinheit für eben diese Gattung. Es werden für die $\mathfrak{P}_{eh}$ Erregungsgleichungen angenommen von der Form

$$1/\varepsilon_h . \mathfrak{P}_{eh} + a_h \dot{\mathfrak{P}}_{eh} + b_h \ddot{\mathfrak{P}}_{eh} + c_h \dddot{\mathfrak{P}}_{eh} + \cdots = \mathfrak{E}, \tag{4)}$$

worin die Koeffizienten gewissen einschränkenden Bedingungen unterliegen, welche instabile Bewegungen ausschließen.

Es existiert nur eine Elektronenströmung $\dot{\mathfrak{P}}_e$. Ein besonderer Ausdruck für den Leitungsstrom, wie ihn die vorangehende Theorie aufweist, hat hier keinen Platz. Leitung im Sinne von Fortführung tritt auf, wenn Elektronen nicht an Gleichgewichtslagen gebunden sind. Solche „freie" Elektronen, im Gegensatz zu den „gebundenen", sind charakterisiert durch $1/\varepsilon_h = 0$; bei permanenten Schwingungen findet aber auch dann keine definitive Fortführung statt, sondern Rotation um eine verschobene scheinbare Gleichgewichtslage.

Dürfen wir die Koeffizienten in 4) als konstant ansehen, so haben wir bei einer elementaren Schwingungsform der Erregung der Primärwelle

$$\alpha_h P_{eh} = E; \quad \alpha_h = 1/\varepsilon_h + i \nu a_h - \nu^2 b_h - i \nu^3 c_h + \cdots \tag{5)}$$

$$P_e = \{\varepsilon_0 + \Sigma N_h/\alpha_h\} E, \text{ also } \varepsilon = \varepsilon_0 \{1 + \Sigma N_h/\varepsilon_0 \alpha_h\} = \varepsilon_0/a_0 . a \tag{6)}$$

$$\operatorname{div} E = 0; \quad \operatorname{div} M = 0 \tag{7)}$$

Damit nehmen die Grundgleichungen 1) mit $\lambda = 0$ wieder die Formen 2a) oder 2b) an, aber für die Wellenkonstante finden wir jetzt $a = \mu_0 / V^2 . \nu^2 \varepsilon$. Für das von Elektronen entblößte Medium haben wir $a_0 = \mu_0 \varepsilon_0 / V^2 . \nu^2$, worin $V/\sqrt{\mu_0 . \varepsilon_0}$ die Licht-

geschwindigkeit im Vakuum bezeichnet. Für die gesamte elektrische Polarisation der Volumeneinheit ergibt sich noch

$$\sum N_h P_{eh} = (a - a_0)\,\varepsilon_0/a_0 \,.\, E \qquad 8)$$

Als Grenzbedingungen in der Trennungsfläche zweier Medien ergeben sich aus 1) die Stetigkeiten der Tangentialkomponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes, womit ein stetiger Energieübergang gewährleistet ist.

Für eine Individualwelle $M = \mathfrak{m}\,.\,e^{i\Phi}$; $E = \mathfrak{e}\,.\,e^{i\Phi}$ nimmt, wenn wir $-\operatorname{grad}\Phi = \mathfrak{w}$ setzen, die Wellengleichung für $\mathfrak{M}$ die Form an

$$\{a - \mathfrak{w}^2\}\,\mathfrak{m} + (\mathfrak{w}\mathfrak{m})\,\mathfrak{w} + i\,[\mathfrak{w}\operatorname{rot}\mathfrak{m}] + i\operatorname{rot}[\mathfrak{w}\,\mathfrak{m}] - \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{m} = 0 \quad 9)$$

Die Divergenzlosigkeit von $\mathfrak{M}$, die in 9) schon erfüllt ist, gestattet uns, die Wellennormale $\mathfrak{w}$ mit dem magnetischen Wellenvektor $\mathfrak{m}$ durch eine skalare Beziehung miteinander zu verknüpfen, denn es muß sein

$$(\mathfrak{w}\,\mathfrak{m}) = -\,i\operatorname{div}\mathfrak{m} \qquad 10)$$

Für den elektrischen Wellenvektor gilt die Bestimmungsgleichung

$$\mathfrak{e} = -\,\nu\mu/Va \cdot \{i\operatorname{rot}\mathfrak{m} + [\mathfrak{w}\mathfrak{m}]\} \qquad 11)$$

Will man dieselbe Welle statt durch $(\mathfrak{m};\mathfrak{w})$, durch $(\mathfrak{e};\mathfrak{w})$ darstellen, so hat man in den Gleichungen 9) bis 11), sowie in allen ihren Folgerungen nur und durchweg $\mathfrak{m}$ durch $\mathfrak{e}$ und $-\,\nu\mu/Va$ durch $+\,V/\nu\mu$ zu ersetzen.

§ 7. Einfall einer elektromagnetischen Planwelle gegen die Trennungsebene zweier Medien. Die Trennungsebene $(\mathfrak{k},\mathfrak{r}) = \text{const}$ wird durch die einfallende Welle zum Sitz einer Auslösung zweier Wellen, je einer in jedem Medium. Mehr Wellen lassen in isotropen Medien die Grenzbedingungen nicht zu, welche lauten

$$\{\mathfrak{e}_i - (\mathfrak{e}_i\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_i\,\mathfrak{r})} + \{\mathfrak{e}_r - (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})\mathfrak{k}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_r\,\mathfrak{r})} = \{\mathfrak{e}_d - (\mathfrak{e}_d\,\mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_d\,\mathfrak{r})} \quad 1)$$

$$\{\mathfrak{m}_i - (\mathfrak{m}_i\mathfrak{k})\mathfrak{k}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_i\,\mathfrak{r})} + \{\mathfrak{m}_r - (\mathfrak{m}_r\mathfrak{k})\mathfrak{k}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_r\mathfrak{r})} = \{\mathfrak{m}_d - (\mathfrak{m}_d\mathfrak{k})\mathfrak{k}\}\,e^{-i(\mathfrak{w}_d\,\mathfrak{r})} \quad 2)$$

mit den Nebenbedingungen:

$$0 = (\mathfrak{m}_i\,\mathfrak{w}_i) = (\mathfrak{e}_i\,\mathfrak{w}_i) = (\mathfrak{m}_r\,\mathfrak{w}_r) = (\mathfrak{e}_r\,\mathfrak{w}_r) = (\mathfrak{m}_d\,\mathfrak{w}_d) = (\mathfrak{e}_d\,\mathfrak{w}_d) \quad 3)$$

Die Koexistenz der Wellennormalen an T ergeben die Bedingungen

$$\mathfrak{w}_i - (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_r - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} = \mathfrak{w}_d - (\mathfrak{w}_d\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} \qquad 4)$$

mit den Folgerungen

$$[\mathfrak{w}\mathfrak{k}]^2 = a_1 - (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})^2 = a_1 - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})^2 = a_2 - (\mathfrak{w}_d\mathfrak{k})^2, \qquad 5)$$



womit $\mathfrak{w}_d$ und $\mathfrak{w}_r$ in Abhängigkeit von $\mathfrak{w}_i$ bestimmt sind, wenn auch hinsichtlich ihrer Normalkomponenten vorläufig zweideutig.

Multiplizieren wir 1) und 2) vektoriell mit $\mathfrak{k}$ und benutzen wir die Gleichung für $\mathfrak{e}$ und $\mathfrak{m}$, entsprechend Gleichung 11) des vorigen Paragraphen, für Planwellen, so kommt

$$\mu_1/a_1 . (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) \mathfrak{m}_i - \mu_1/a_1 . (\mathfrak{m}_i \mathfrak{k}) \mathfrak{w}_i + \mu_1/a_1 (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) \mathfrak{m}_r - \mu_1/a_1 (\mathfrak{m}_r \mathfrak{k}) \mathfrak{w}_r = \mu_2/a_2 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) \mathfrak{m}_d - \mu_2/a_2 (\mathfrak{m}_d \mathfrak{k}) \mathfrak{w}_d \qquad 6)$$

$$1/\mu_1 . (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) \mathfrak{e}_i - 1/\mu_1 . (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \mathfrak{w}_i + 1/\mu_1 . (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) \mathfrak{e}_r - 1/\mu_1 . (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) \mathfrak{w}_r = 1/\mu_2 . (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) \mathfrak{e}_d - 1/\mu_2 (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) \mathfrak{w}_d. \qquad 7)$$

Beide skalar mit 4) multipliziert, liefern mit Rücksicht auf 3)

$$\mu_1 . \{(\mathfrak{m}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{m}_r \mathfrak{k})\} = \mu_2 \; . \; (\mathfrak{m}_d \mathfrak{k}) \qquad 8)$$

$$a_1/\mu_1 . \{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})\} = a_2/\mu_2 . (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}), \qquad 9)$$

Beziehungen, welche die Stetigkeit der Normalkomponenten der gesamten elektrischen Strömung bzw. der magnetischen Polarisation zum Ausdruck bringen, Gleichungen, die man auch aus den Grundgleichungen hätte direkt entnehmen können.

Multiplizieren wir 1) und 2) skalar mit 4), so kommt mit Rücksicht auf 3)

$$(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) = (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})(\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) \qquad 10)$$

$$(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})(\mathfrak{m}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})(\mathfrak{m}_r \mathfrak{k}) = (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})(\mathfrak{m}_d \mathfrak{k}). \qquad 11)$$

Aus 9) und 10) fließt

$$(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) : (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) : 1 = \begin{vmatrix} a_1/\mu_1 & -a_2/\mu_2 & a_1/\mu_1 . (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \\ (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) & -(\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) & (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) . (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \end{vmatrix},$$

so

$$\left.\begin{aligned} (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) &= -\{a_2/\mu_2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - a_1/\mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})\} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})/N_m \\ (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) &= -a_1/\mu_1 \cdot \{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})\} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})/N_m \\ N_m &= a_2/\mu_2 . (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) - a_1/\mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) \end{aligned}\right\} \qquad 12)$$

Entsprechend aus 8) und 11):

$$\left.\begin{aligned} (\mathfrak{m}_r \mathfrak{k}) &= -\{\mu_2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - \mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})\} (\mathfrak{m}_i \mathfrak{k})/N_e \\ (\mathfrak{m}_d \mathfrak{k}) &= -\mu_1 \cdot \{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})\} (\mathfrak{m}_i \mathfrak{k})/N_e \\ N_e &= \mu_2 (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) - \mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) \end{aligned}\right\} \qquad 13)$$

Aus 1) und 7) kommt nun

$$\mathfrak{e}_r : \mathfrak{e}_d : 1 =$$

$$\left|\begin{matrix} 1 & -1 & \mathfrak{e}_i - \{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k})\}\, \mathfrak{k} \\ 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) & -1/\mu_2 \,.\, (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) & 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})\, \mathfrak{e}_i - \{1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \\ & & + 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) - 1/\mu_2 \,.\, (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k})\}\, \mathfrak{w}_i \\ & & + \{1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})\, [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})] \\ & & - 1/\mu_2 \,.\, (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k})\, [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})]\}\, \mathfrak{k} \end{matrix}\right| \qquad 14)$$

Darin ist nach 12)

$$(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) = [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})]\, (a_1/\mu_1 - a_2/\mu_2)\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})/N_m \qquad 15)$$

$$\left.\begin{aligned} & 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) - 1/\mu_2 \,.\, (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) \\ & \quad = [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})]\, (1/\mu_2 \,.\, a_1/\mu_1 - 1/\mu_1 \,.\, a_2/\mu_2)\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})/N_m \end{aligned}\right\} \quad 16)$$

$$\left.\begin{aligned} & 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})\, [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})] - 1/\mu_2 \,.\, (\mathfrak{e}_d \mathfrak{k})\, [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})] \\ & \quad = [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})]\, \{(1/\mu_2 \,.\, a_1/\mu_1 - 1/\mu_1 \,.\, a_2/\mu_2)\, (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) \\ & \quad + (1/\mu_1 - 1/\mu_2)\, a_1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})\}\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})/N_m. \end{aligned}\right\} \quad 17)$$

Damit läßt sich zeigen, daß $(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})$ nur $= -(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})$ sein kann, denn für $+(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})$ wäre $(\mathfrak{e}_d \mathfrak{k}) = 0$, und ginge 14) über in

$$\mathfrak{e}_r : \mathfrak{e}_d : 1 = \left|\begin{matrix} 1 & -1 & \mathfrak{e}_i \\ 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) & -1/\mu_2 \,.\, (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) & 1/\mu_1 \,.\, (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})\, \mathfrak{e}_i \end{matrix}\right| \qquad 18)$$

also wäre $\mathfrak{e}_d = 0$ und $\mathfrak{e}_r = -\mathfrak{e}_i$, ein Fall, der nur für $(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) = 0$ verwirklicht ist.

Somit liefert nun 14)

$$\left.\begin{aligned} & \mathfrak{e}_d = A_{ed} \,.\, \mathfrak{e}_i + B_{ed}\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \,.\, \mathfrak{w}_i + C_{ed}\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \,.\, \mathfrak{k}; \\ & \quad A_{ed} = -2\, \mu_2\, (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})/N_e; \qquad B_{ed} = (a_2 - a_1)\, A_{ed}/\mu_2\, N_m \\ & \quad C_{ed} = (1 - \mu_2/\mu_1)\, a_1\, [(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})]\, A_{ed}/\mu_2\, N_m \end{aligned}\right\} \quad 19)$$

$$\left.\begin{aligned} & \mathfrak{e}_r = A_{er} \,.\, \mathfrak{e}_i + B_{er}\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \,.\, \mathfrak{w}_i + C_{er}\, (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) \,.\, \mathfrak{k}; \\ & \quad A_{er} = A_{ed} - 1; \qquad B_{er} = B_{ed} \\ & \quad C_{er} = \{(a_1 - a_2)\, (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) \\ & \qquad\qquad + (\mu_2\, a_1/\mu_1 - \mu_1\, a_2/\mu_2)\, (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})\}\, A_{ed}/\mu_2\, N_m \end{aligned}\right\} \quad 20)$$

Dabei ist $(\mathfrak{e}_i \mathfrak{w}_i) = 0$ erfüllt vorausgesetzt.

Es läßt sich zeigen, daß, wenn wir das Flächenlot $\mathfrak{k}$ von 1) nach 2) gerichtet nehmen, sein muß:

$$(\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}) = +\sqrt{a_2 - a_1 + (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})^2} \tag{21}$$

Für die A; B; C, die nur von den Wellenkonstanten und den Normalkomponenten der Wellennormalen abhängig sind, können wir noch folgende Beziehungen angeben:

$$\left.\begin{aligned}
&(\mathfrak{e}_d [\mathfrak{w}_d \mathfrak{k}]) = \quad A_{ed} (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]); \qquad (\mathfrak{e}_r [\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}]) = A_{er} (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]) \\
&(\mathfrak{e}_d [\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}]) \ = -B_{ed} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]) \\
&\qquad\qquad = (\mathfrak{e}_r [\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}]) = -B_{er} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]) \\
&(\mathfrak{e}_d [\mathfrak{e}_i \mathfrak{w}_i]) = C_{ed} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]); \\
&(\mathfrak{e}_r [\mathfrak{e}_i \mathfrak{w}_i]) = C_{er} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]); \quad (\mathfrak{e}_i [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]) = -\nu \mu_1 / V . (\mathfrak{m}_i \mathfrak{k})
\end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Gleichung 3) liefert die Identitäten:

$$C_{ed} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + B_{ed} a_1 - \{A_{ed} + B_{ed} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + C_{ed}\} \{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})\} = 0 \tag{23}$$

$$C_{er} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + B_{er} a_1 - \{A_{er} + B_{er} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + C_{er}\} \, 2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) = 0 \tag{24}$$

Weiter kommt in Hinblick auf 12) und 13)

$$\left.\begin{aligned}
\frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})} &= A_{er} + B_{er} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + C_{er} \\
&= \frac{a_2/\mu_2 . (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - a_1/\mu_1 . (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})}{a_2/\mu_2 . (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + a_1/\mu_1 . (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})} = A_{mr}
\end{aligned}\right\} \tag{25}$$

$$\left.\begin{aligned}
\frac{(\mathfrak{e}_d \mathfrak{k})}{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})} &= A_{ed} + B_{ed} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + C_{ed} \\
&= a_1/\mu_1 \cdot \frac{2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})}{a_2/\mu_2 . (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + a_1/\mu_1 . (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})} = \frac{a_1}{\mu_1} . \frac{\mu_2}{a_2} A_{md}
\end{aligned}\right\} \tag{26}$$

$$\frac{(\mathfrak{m}_r \mathfrak{k})}{(\mathfrak{m}_i \mathfrak{k})} = A_{er} = \frac{\mu_2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) - \mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})}{\mu_2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + \mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})} = A_{mr} + B_{mr} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + C_{mr} \tag{27}$$

$$\left.\begin{aligned}
\frac{(\mathfrak{m}_d \mathfrak{k})}{(\mathfrak{m}_i \mathfrak{k})} &= \mu_1/\mu_2 . A_{ed} = \mu_1 \frac{2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})}{\mu_2 (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + \mu_1 (\mathfrak{w}_d \mathfrak{k})} \\
&= A_{md} + B_{md} (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) + C_{md} .
\end{aligned}\right\} \tag{28}$$

Lüneburg, 18. September 1914.

Theorie der Lieben-Röhre mit einem Beitrag zur Frage nach der Trägheit von Gasentladungen;

von R. Lindemann und E. Hupka.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 25. September 1914.)

In neuester Zeit hat ein von ROBERT V. LIEBEN, EUGEN REISS und SIEGMUND STRAUSS vorgeschlagener Apparat zur Verstärkung schwacher Wechselströme in der Telephontechnik vielfach Anwendung gefunden [1]). Der Apparat besteht im wesentlichen aus einer Entladungsröhre, welche außer der Anode und einer WEHNELTschen Glühkathode eine das Lumen sperrende, siebartig durchlöcherte Zwischenelektrode enthält. Zur Erzeugung der Entladung zwischen der Anode A und der zum Glühen erhitzten Kathode K (Fig. 1) dient eine Batterie von 240 Volt. Wird dem Sieb S ein bestimmtes Potential aufgedrückt, so haben geringe Stromschwankungen in einem das Sieb und die Kathode verbindenden Kreise (Siebkreise) beträchtlich verstärkte Stromschwankungen in dem Kreise Anode-Kathode (Anodenkreis) zur Folge. Im folgenden bedeutet i den Strom im Siebkreise, J denjenigen im Anodenkreise.

Fig. 1.

1. Theorie der LIEBEN-Röhre. Als Ursache der Verstärkerwirkung der Röhre ist bereits von den Erfindern das Auftreten des Dunkelraumes an der Zwischenelektrode und die Veränderung seines Widerstandes durch den zu verstärkenden Strom erkannt. Es soll zunächst gezeigt werden, daß sich die an der Röhre zu beobachtenden Erscheinungen auf Grund der Ionentheorie leicht deuten lassen. Das Auftreten eines Dunkelraumes an einer zwischen Anode und Kathode eingeschalteten, durchlöcherten Hilfselektrode ist schon durch ältere Arbeiten nachgewiesen und darauf zurückgeführt, daß infolge der Absorption der Ionen durch die

---

[1]) D.R.-P. Nr. 249142, siehe auch REISS, Elektrot. ZS. 34, 1359—1363, 1913 und F. W. SCHULZE, Naturwiss. 2, 7—14, 1914.

Hilfselektrode eine Verarmung an Ionen eintritt, also ein Gebiet geringer Leitfähigkeit und daher ein großer Spannungsabfall sich ausbildet, und zwar auf der der Anode zugekehrten Seite der Hilfselektrode. Demgemäß herrschen im unteren Teil der LIEBEN-Röhre, zwischen der Kathode und dem Sieb, im wesentlichen dieselben Entladungsbedingungen wie in einem WEHNELT-Rohr, im oberen Teil dagegen die Bedingungen der selbständigen Glimmentladung. Dadurch, daß die Ionen durch die Löcher des Siebes hindurchtreten können, beeinflussen sich beide Entladungen gegenseitig. Bereits im Jahre 1902 zeigte G. C. SCHMIDT[1]), daß der Kathodenfall kleiner wird, wenn in den Dunkelraum negative Ionen hineingeleitet werden. Auf Grund dieser Tatsache ist nun der Verlauf der für das Verhalten der Röhre charakteristischen Kurve $J = f(i)$ qualitativ sogleich vorauszusagen. Bei kleinem Strom i, also kleiner Spannung zwischen Sieb und Kathode haben wir im unteren Teile eine rein unselbständige Entladung, sofern man absieht von der durch den Spannungsabfall im Glühbande der Kathode in ihrer Umgebung hervorgerufenen Ionisation. Die aus der Glühkathode austretenden Elektronen werden nicht genügend beschleunigt, um durch ihren Stoß dicht unter dem Siebe Ionen zu bilden. Dieses tritt erst ein bei einer bestimmten höheren Spannung, d. h. bei einem kritischen Werte des Stromes i. Alsdann wird der Raum unterhalb des Siebes stark mit Ionen überschwemmt, von denen ein Teil durch die Löcher des Siebes nach oben tritt und so den Kathodenfall verkleinert. Man erkennt leicht, daß die Kurve $J = f(i)$ bei diesem Werte von i steil ansteigen, d. h. J im Verhältnis zu i verstärkt werden muß (siehe Fig. 3).

Dieses zeigt insbesondere auch die folgende Überlegung. Bedeutet E die Spannung der Batterie im Anodenkreise, R den äußeren Widerstand, K den Kathodenfall oberhalb des Siebes und vernachlässigt man den Spannungsabfall an der Anode, der Glühkathode und in der positiven Säule, so gilt die Gleichung:

$$J = \frac{E - K}{R}.$$

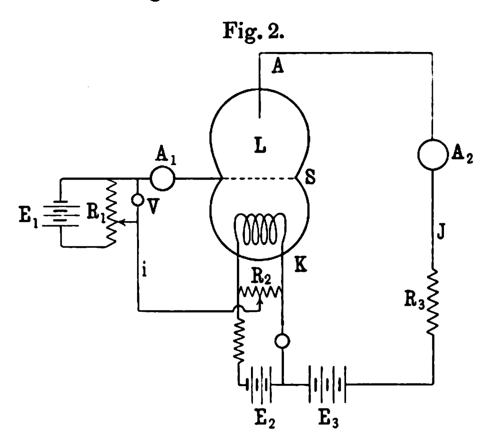
Eine nennenswerte Änderung von K findet erst bei eintretender Stoßionisation unterhalb des Siebes statt. Da nun anfänglich K

[1]) G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 12, 622—652, 1902.

von E nur wenig verschieden sein wird, so hat eine äußerst geringe Verkleinerung von K eine beträchtliche Vergrößerung von J zur Folge. Nachdem aber einmal die Stoßionisation eingetreten ist, ruft einerseits eine weitere Änderung der Spannung zwischen Sieb und Kathode nur noch eine geringe Änderung der Ionenzahl und damit des Kathodenfalles K hervor, andererseits wird die Differenz $E-K$ schon große Werte angenommen haben und daher weniger stark durch eine Änderung von K beeinflußt werden. Die Kurve $J = f(i)$ steigt daher in diesem Bereiche immer flacher an und wird schließlich der i-Achse parallel für $K = 0$.

Besonderes Interesse verdient in diesem Zusammenhang ein bei Änderungen des Stromes i häufig zu beobachtender labiler Zustand der Entladung in der Nähe jenes Knickes der charakteristischen Kurve. Die Röhre flackert, indem der Dunkelraum am Sieb in schnellem Wechsel seine Länge ändert. Wir führen diese Erscheinung auf eine Wirkung der positiven Ionen zurück, welche aus dem oberen Entladungsraume durch das Sieb nach unten treten und in dem Dunkelraume am Siebe eine große Geschwindigkeit erlangen. Sobald die aus der Glühkathode kommenden Teilchen die zur Stoßionisation nötige Energie erhalten, verlieren jene positiven Ionen aus dem oberen Raume wegen der Verkleinerung des Kathodenfalles ihre große Geschwindigkeit und vermögen daher nicht mehr bei der Bildung von Ionen mitzuwirken. Andererseits genügt aber die Stoßionisation durch die negativen Teilchen der Glühkathode für sich allein zunächst nicht, den Kathodenfall am Siebe dauernd klein zu halten. Das hat zur Folge, daß der Kathodenfall wieder zunimmt, und daß von neuem positive Ionen beschleunigt durch das Sieb nach unten treten. Das Spiel wiederholt sich. Steigert man jedoch die Spannung zwischen Sieb und

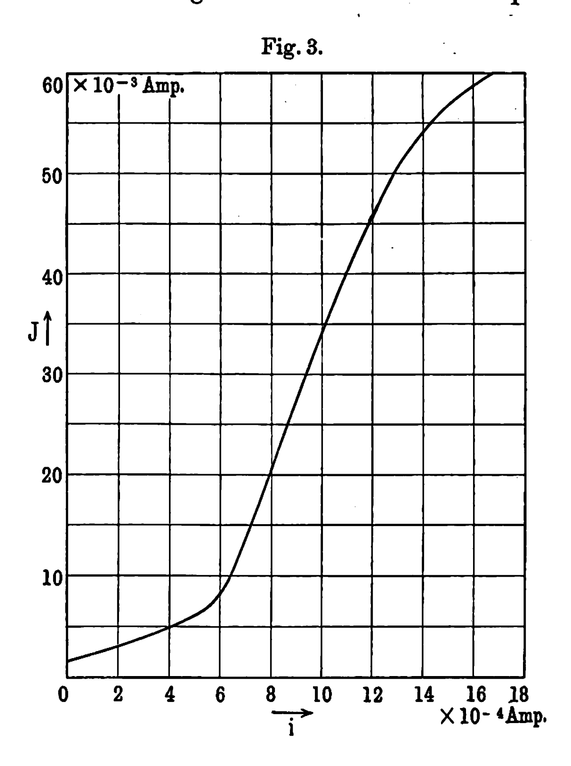
Fig. 2.



Kathode noch weiter, so genügen bereits die von den Elektronen der Glühkathode durch Stoß erzeugten Ionen allein, um dauernd den Kathodenfall am Siebe klein zu halten; der Zustand ist stabil.

2. Trägheitserscheinungen in der LIEBEN-Röhre. Eine an anderer Stelle mitgeteilte ausführliche Untersuchung der Frage, wie weit die Verstärkung durch die Röhre auch quantitativ für

Fig. 3.

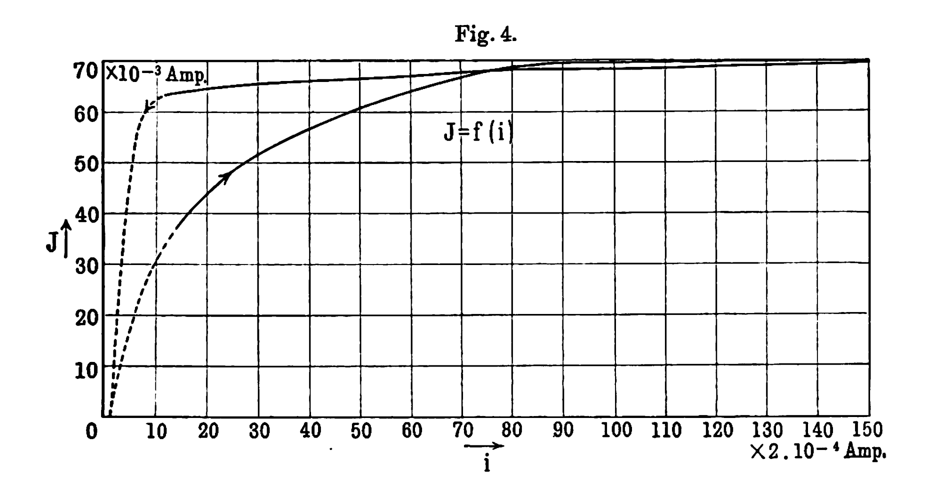


Meßzwecke anwendbar ist, führte zur Beobachtung eigenartiger Trägheitserscheinungen, die hier näher beschrieben werden sollen.

Versuche mit Gleichstrom. Bei den Messungen mit Gleichstrom wurde die aus Fig. 2 ersichtliche Schaltung benutzt. Hier bedeutet L die LIEBEN-Röhre, E_1 die zur Erzeugung der Siebspannung dienende Batterie von 80 Volt, E_2 die Heizbatterie von 40 Volt und E_3 die Batterie im Anodenkreise von 240 Volt. E_1 lag an einem Widerstand R_1; mittels eines Schleifkontaktes konnte jede gewünschte Teilspannung abgenommen werden. Die Heiz-

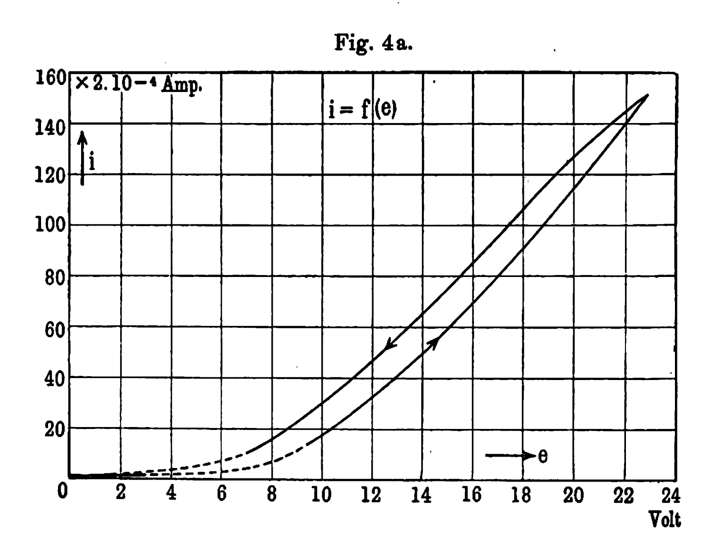
batterie war durch den Widerstand R_2 überbrückt; der Schleifkontakt dieses Widerstandes stand mit dem einen Pol der Potentiometeranordnung in Verbindung und lag bei den Messungen auf der Mitte des Widerstandes. Da bei der benutzten Röhre der Spannungsabfall in dem Heizband der Kathode etwa 30 Volt beträgt, so schwankt um diesen Betrag auch die Spannung zwischen dem Sieb und den einzelnen Punkten der Glühkathode. Durch diesen Umstand werden die Entladungsbedingungen kompliziert. Der Batterie E_3 war der Widerstand R_3 vorgeschaltet, um den Strom in angemessenen Grenzen zu halten. Zur Messung der Ströme i und J im Sieb- bzw. Anodenkreise dienten die Milli-

Fig. 4.



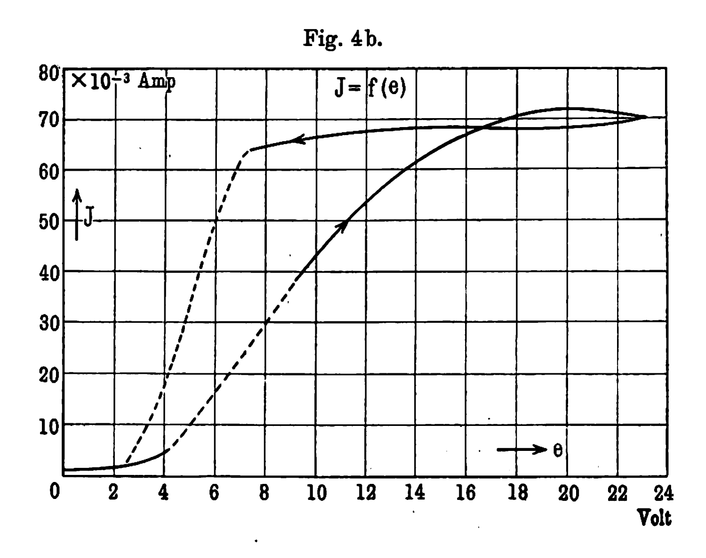
amperemeter A_1 und A_2, zur Messung der Spannung zwischen dem Sieb und der Kathodenmitte das Voltmeter V. Bei den Versuchen zeigte sich, daß ein stationärer Zustand der Entladung sich nur äußerst langsam herstellt. Wird der Strom i, von kleinen Werten beginnend, stufenweise gesteigert, und wird nach jeder Änderung mit der Ablesung der Stromstärken so lange gewartet, bis die Ausschläge konstant geworden sind, so erhält man für die Abhängigkeit der Ströme J und i voneinander Kurven vom Typus der Fig. 3. Erreicht dabei i einen gewissen Höchstwert, so beginnt die Röhre zu flackern, und während J nahezu ungeändert bleibt, nimmt i schnell ab und wird bisweilen sogar negativ. Offenbar fließt bei diesem Umschlag der Entladung ein immer größerer

Fig. 4a.



×2.10⁻⁴ Amp.
i = f(e)
i
e
160
140
120
100
80
60
40
20
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
Volt

Fig. 4b.

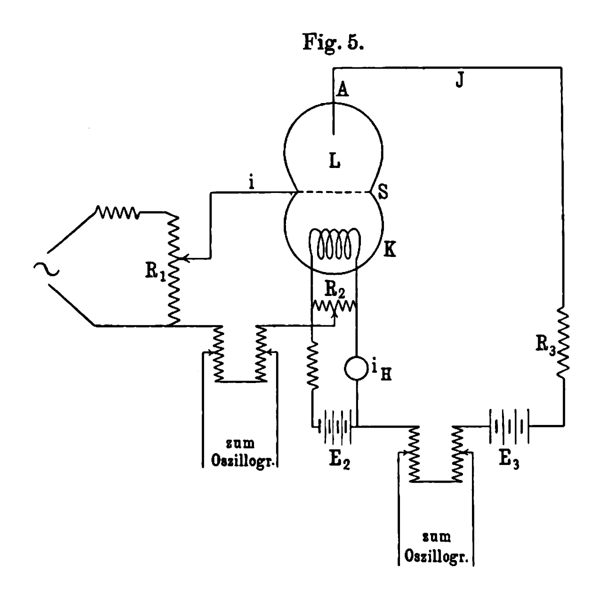


×10⁻³ Amp
J = f(e)
J
e
80
70
60
50
40
30
20
10
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
Volt

Teil des von der Anode kommenden Stromes durch die metallische Verbindung zwischen Sieb und Kathode.

Die Kurve der Fig. 3 gilt, wie erwähnt, nur für den Fall steigender Ströme. Geht man von einem Punkte der Kurve aus auf kleine Ströme i zurück, so erhält man eine andere Kurve $J = f(i)$, welche höher als die frühere liegt, auch dann, wenn nach den Änderungen lange Zeit gewartet wird. Diese zumal bei schnelleren Änderungen interessante Erscheinung wurde weiter verfolgt, indem wiederum der Strom i von kleinen Werten ausgehend bis zu einem gewissen Werte gesteigert und darauf wieder

Fig. 5.



vermindert wurde, wobei die Ablesungen unmittelbar nach den Stromänderungen erfolgten. Man erhält Kurven vom Typus der Fig. 4, und zwar wird im allgemeinen auf dem aufsteigenden und abfallenden Ast ein labiler Zustand passiert, eine Erscheinung, die oben theoretisch gedeutet werden konnte. Diese Gebiete sind in den Kurven punktiert.

Ganz entsprechend weisen auch die Kurven, welche die Abhängigkeit der Ströme i bzw. J von der Spannung e zwischen Sieb und Kathode darstellen, getrennte Äste für steigenden und fallenden Strom auf. Fig. 4a gibt die Kurven $i = f(e)$, Fig. 4b die

Fig. 6.

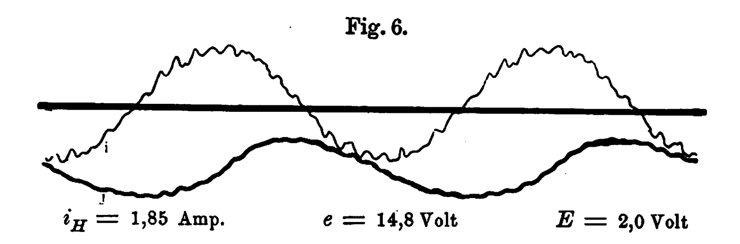


Fig. 7.

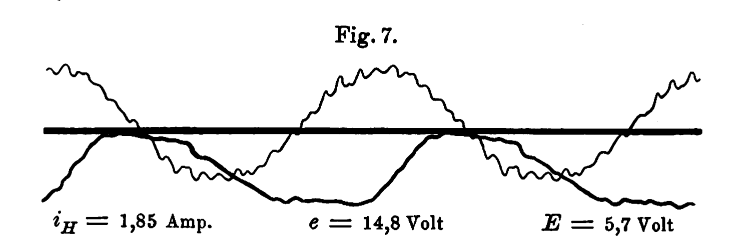


Fig. 8.

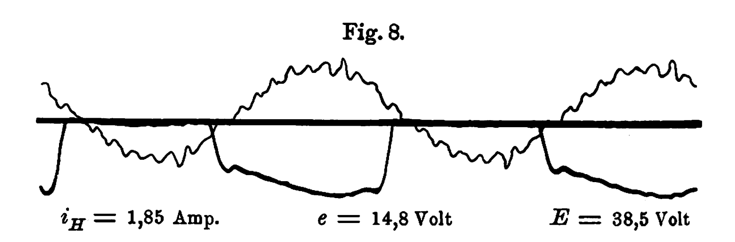


Fig. 9.

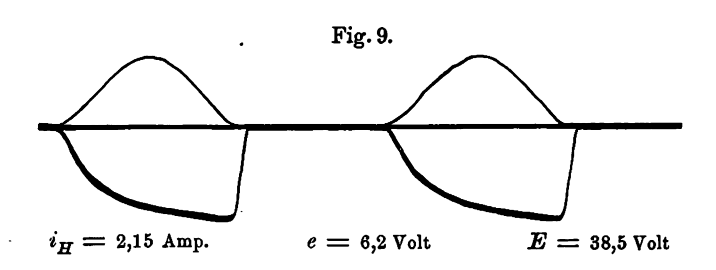


Fig. 10.

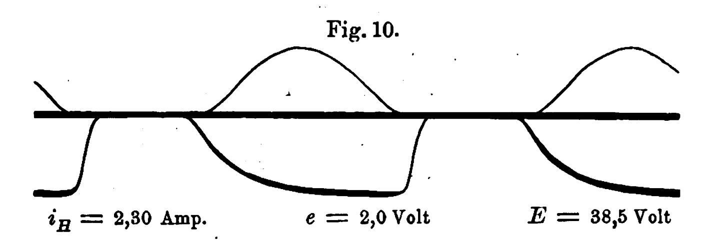


Fig. 11.

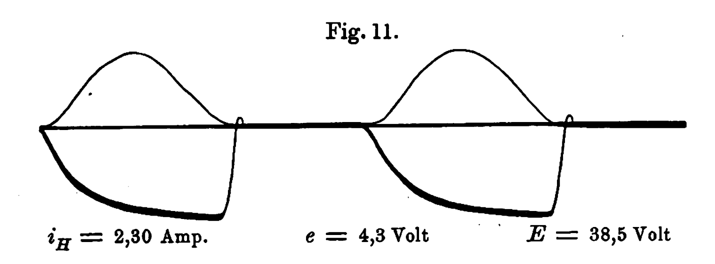


Fig. 12.

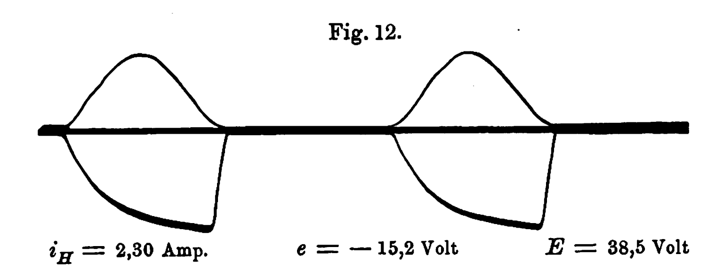
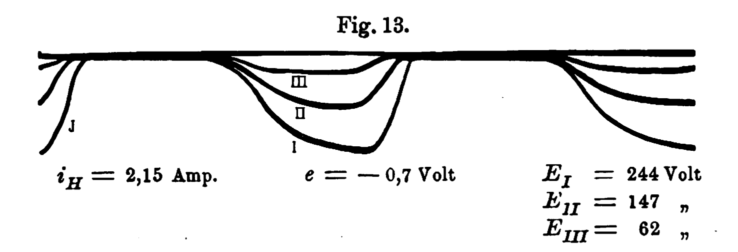


Fig. 13.



Kurve $J = f(e)$ wieder, und zwar für den gleichen Versuch, der oben die Kurve Fig. 4 ergab.

In den Kurven Fig. 4, 4a und 4b macht sich die Trägheit der Entladungsvorgänge in charakteristischer Weise bemerkbar. Bei Verkleinerung des Stromes i bleibt in der Röhre eine große Leitfähigkeit zurück, und J behält also große Werte bei, um erst bei einem sehr kleinen Strom i steil abzufallen. Der Vergleich der Fig. 4a mit 4b und 4 läßt erkennen, daß jene Trägheitserscheinungen sich vor allem oberhalb des Siebes abspielen.

Versuche mit Wechselstrom. Die Erscheinungen wurden weiter mit 50periodigem Wechselstrom untersucht. Zur Aufnahme der Stromkurven diente ein Siemens-Blondelscher Oszillograph in der aus Fig. 5 ersichtlichen Schaltung. Die Kurven der Ströme i und J wurden nacheinander auf demselben Blatte mittels derselben Oszillographenschleife von sehr großer Empfindlichkeit aufgenommen. In den Sieb- und Anodenkreis ist je ein Widerstand eingeschaltet, zu dem die Meßschleife des Oszillographen parallel liegt. Der zu verstärkende Wechselstrom wird dem Siebkreise durch den Abzweigwiderstand R_1 zugeführt, der von dem Strom der städtischen Zentrale durchflossen ist.

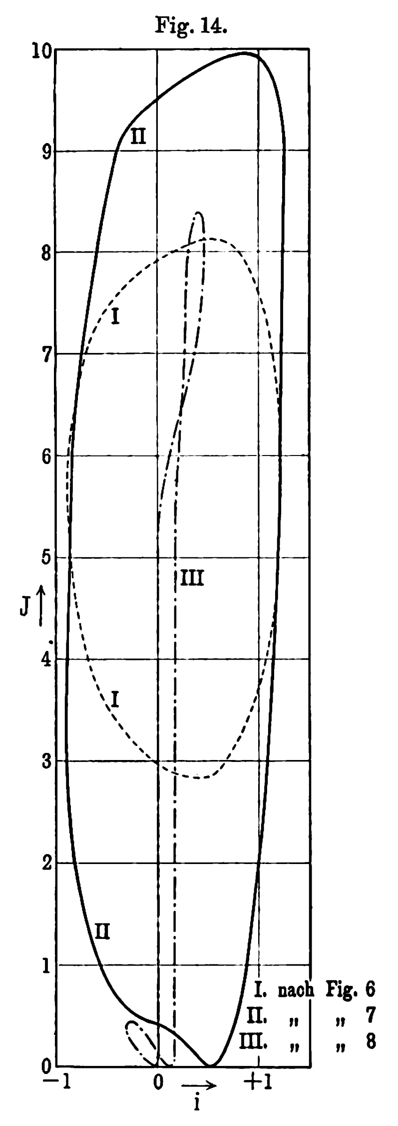
Von der großen Zahl der aufgenommenen Kurven seien hier nur einige wenige mitgeteilt, welche das Charakteristische der Erscheinung wiedergeben. Die Fig. 6 bis 8 zeigen den Einfluß wachsender Wechselspannung E zwischen Sieb und Kathode. Fig. 10 bis 12 den Einfluß einer Abnahme der mittleren Gleichspannung e zwischen Sieb und Kathode, während bei den Aufnahmen der Fig. 8 bis 10 lediglich der Vorschaltwiderstand im Heizkreise der Kathode verringert wurde. Dadurch stieg vor allem der Heizstrom i_H, während zugleich die mittlere Spannung zwischen Sieb und Kathode bei der benutzten Schaltung abnahm. Zur besseren Übersicht ist in den Oszillogrammen der Ausschlag bei den beiden Strömen nach entgegengesetzten Seiten gewählt. Die Gleichstromkomponente des Stromes J entspricht einer Verschiebung nach unten. In Fig. 13 sind allein die Ströme J bei drei verschiedenen Spannungen V im Anodenkreise aufgenommen.

Zunächst fällt die starke Verzerrung der Stromkurven auf. Nur bei sehr kleinen Amplituden des Wechselstromes im Siebkreise verschwindet die Verzerrung, wie Fig. 6 zeigt. Durch An-



wendung einer besonderen Schaltung, bei welcher die Gleichstromkomponente von J kompensiert wurde, konnte bei noch schwächeren Strömen die reine Sinusform der Kurven für J mit großer Empfindlichkeit nachgewiesen werden.

Fig. 14.



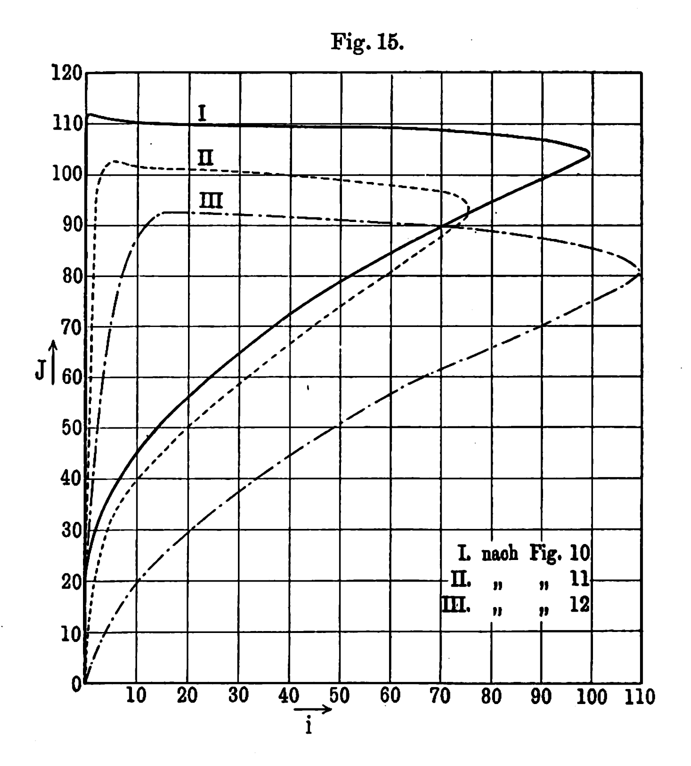
Diese Kurvenverzerrungen insbesondere des Stromes J sind nach dem Verlauf der charakteristischen Kurve $J = f(i)$ der Fig. 3 ohne weiteres zu erwarten, sofern man noch beachtet, daß J wie i durch Übereinanderlagerung eines gewissen Gleichstromes und eines Wechselstromes entsteht. Wegen der Gleichrichterwirkung der Röhre wird der Gesamtstrom Null, sobald die Wechselstromkomponente in ihrer negativen Phase den Gleichstromwert überschreitet. Die Abflachungen der Kurven für J nach unten, welche mit wachsender Spannung E, wachsendem Heizstrom i_H und wachsender Spannung des Siebes e immer stärker hervortreten, finden so eine einfache Deutung.

Daneben zeigt sich auch der Einfluß der Trägheit in charakteristischer Weise gemäß dem Verlauf der oben bei langsamen Zyklen erhaltenen Kurve Fig. 4. Wie die Aufnahmen Fig. 9 bis 13 deutlich erkennen lassen, erfolgt der Abfall der Kurven für J auf der rechten Seite viel steiler als der Anstieg auf der linken Seite und ferner um so früher, je kleiner der Heizstrom oder die Spannung zwischen Sieb und Kathode ist. — Auf die Trägheit

der Entladungsvorgänge dürfte auch die Erscheinung zurückzuführen sein, daß bei kleiner Amplitude der dem Sieb aufgedrückten Wechselspannung die Kurven für J zwar kaum noch Verzerrung, jedoch eine beträchtliche Phasenverschiebung gegen i aufweisen, wie Fig. 6 zeigt.

Aus den Oszillogrammen kann man ohne weiteres auch die charakteristischen Kurven $J = f(i)$ erhalten. Diese Kurven sind

Fig. 15.



in den Fig. 14 und 15 dargestellt, und zwar entsprechen die Kurven der Fig. 14 den Aufnahmen Fig. 6 bis 8, die Kurven der Fig. 15 den Aufnahmen Fig. 10 bis 12. Die große Ähnlichkeit der Kurven in Fig. 15, welche großen Spannungen E, also stark verzerrten Strömen J entsprechen, mit der bei langsamem Zyklus erhaltenen Kurve der Fig. 4 ist augenfällig. Da in diesen Kurven J und i in gleichem Maßstabe aufgetragen sind, so ist danach auch die Verstärkerwirkung der benutzten Röhre zu beurteilen.

Orientierende Versuche mit Hochfrequenzströmen. Es wurden schließlich noch einige, mehr orientierende Versuche mit Hochfrequenzströmen ausgeführt, welche ebenfalls eine deutliche Verzerrung der Stromkurven ergaben. In den Versuchen benutzten wir den Strom einer Poulsenlampe, welcher bekanntlich unter gewissen Bedingungen starke harmonische Oberschwingungen aufweist. Dieser Strom wurde dem Siebkreis zugeführt und durch die LIEBEN-Röhre verstärkt. Die Verzerrung ergab sich aus dem Amplitudenverhältnis einiger Oberschwingungen im unverstärkten und verstärkten Strome. Zur Messung diente ein Wellenmesser, der bei konstanter, loser Koppelung auf die einzelnen Oberschwingungen abgestimmt wurde. Ob diese bei einer Wellenlänge der Grundschwingung von 5000 m nachgewiesene Verzerrung noch zum Teil auf eine Trägheit der Entladungserscheinungen zurückzuführen ist oder ob ausschließlich der Verlauf der charakteristischen Kurve (Fig. 3) für die Verzerrung in Frage kommt, konnte noch nicht entschieden werden.

Trägheitserscheinungen bei Gasentladungen, wie sie vorstehend beschrieben sind, wurden schon verschiedentlich beobachtet[1]), ohne daß ihre Ursachen mit Sicherheit erkannt werden konnten. Auch die hier angestellten Versuche bringen keine Entscheidung. Man wird jedoch kaum fehlgehen, wenn man die Ursachen gleichzeitig in verschiedenen Vorgängen sucht. Vor allem kommen in Frage Temperatur- und Druckänderungen an verschiedenen Stellen der Entladungsbahn, ferner die Diffusion der Ionen und die Aufladung der Glaswände des Entladungsrohres. Alle diese Erscheinungen müßten, wenn sie ohne Trägheit vor sich gingen, im Rhythmus der Stromschwankungen erfolgen. Es ist jedoch zu erwarten, daß bei stärkeren Änderungen der Entladung, zumal wenn sie von großen Verschiebungen der Ionisierungsschichten begleitet sind, Trägheitserscheinungen eintreten. In welchem Grade die verschiedenen oben genannten Faktoren bei diesen Erscheinungen beteiligt sind, bleibt weiteren Versuchen vorbehalten.

Die Frage nach den Ursachen der Trägheit bei Entladungsvorgängen ist für verschiedene Probleme von großer Bedeutung. Erwähnt sei hier die von SIMON entdeckte Lichtbogenhysteresis.

---

[1]) J. HERWEG, Phys. ZS. **13**, 639, 1912. KUNO FISCHER, ebenda **14**, 703, 1913.

Wie K. W. Wagner[1]) und neuerdings Busch[2]) gezeigt haben, ist es nicht angängig, die Ursache dieser Erscheinung in der schlechten Wärmeleitfähigkeit der Elektroden des Lichtbogens zu suchen. Auch für die Anwendbarkeit des Gehrckeschen Glimmlichtoszillographen ist es von Wichtigkeit, die Größe der Trägheit in verschiedenen Gasen zu messen und nach den Mitteln zu ihrer Vermeidung zu suchen.

---

1) K. Willy Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger, Leipzig 1910.

2) Hans Busch, Phys. ZS. 14, 524—528, 1913.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 30. Oktober 1914. Nr. 20.

Sitzung vom 23. Oktober 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Vorsitzende macht der Versammlung Mitteilung von den schmerzlichen Verlusten, die die Gesellschaft während der Ferien erlitten hat:

Es starben den Tod fürs Vaterland:

Professor Dr. Bruno Glatzel
† 10. Oktober 1914
und
Professor Dr. Max Reinganum.

Ferner verschied das langjährige Mitglied

Professor Otto Freese.
† 2. September 1914.

Die Anwesenden ehren das Andenken der Verstorbenen durch Erheben von den Sitzen.

Hr. **Eilhard Wiedemann** spricht

über die Bedingungen für das Zittern der Laubblätter

und gibt einige Proben

aus der Geschichte der Physik bei den Arabern.

Ferner berichtet Hr. **S. Valentiner** über eine

Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten bei tiefen Temperaturen,

nach gemeinsam mit Hrn. J. WALLOT ausgeführten Versuchen (schon veröffentlicht, vgl. S. 757—768).

Endlich trägt Hr. **A. Einstein** vor über ein

Kriterium zur Erkennung periodischer Vorgänge.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind während der Ferien folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Rudolf Ladenburg: Über die Zahl der an der Emission von Spektrallinien beteiligten Atome (vgl. S. 765—779).

H. Baerwald: Über die Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen in Gasen und Dämpfen (vgl. S. 789—798).

Karl Uller: Über Flüssigkeitsbewegung bei vibratorischer Erregung (vgl. S. 813—819).

J. Würschmidt: Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen; dritte Mitteilung (vgl. S. 799—812).

Wilhelm H. Westphal: Über die Fluoreszenz des Joddampfes. I. (vgl. S. 829—834).

Karl Uller: Zurückwerfung und Brechung elastischer Wellen (vgl. S. 835—849).

A. Byk: Die MAXWELL-LORENTZschen Grundgleichungen der Elektronentheorie in Räumen endlicher Krümmung (vgl. S. 850—874).

Karl Uller: Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen (vgl. S. 875—880).

R. Lindemann und **E. Hupka:** Theorie der Lieben-Röhre; mit einem Beitrag zur Frage nach der Trägheit von Gasentladungen (vgl. S. 881—894).

W. Kossel: Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen.

E. Budde: Kritisches zum Relativitätsprinzip. II.

E. Gehrcke: Bemerkungen zum Geschwindigkeitsverteilungsgesetz. II.

Karl Uller: Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen in optisch-drehenden, isotropen Körpern.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. cand. phil. GERHARD HETTNER, Berlin W. 10, Kaiserin Augustastraße 58, und

Hr. Prof. GEORGE W. PIERCE, Jefferson Physical Laboratory, Harward University.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Hr. DEBRENDRA M. BOSE, Kalkutta, Circular Road 92/3, z. Z. Charlottenburg 5, Kuno Fischerstraße 13, und

Hr. WALTHER KUTZNER, Berlin NW. 52, Alt-Moabit 14.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. E. REGENER.)

Hr. Dr. CURT WACHTEL, Assistent am Hygienischen Institut der Universität Freiburg i. B.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. REINGANUM †.)

Hr. G. ZICKNER, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 23.

(Vorgeschlagen durch Hrn. F. F. MARTENS.)

Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen;

von W. Kossel.

(Eingegangen am 27. September 1914.)

Eine Zahlenbeziehung, die mir beim Durcharbeiten einiger neuerer Abhandlungen auffiel, sowie einige Betrachtungen, die sich an die dabei verwandte Darstellungsweise anknüpfen, sollen hier kurz angegeben werden.

Wenn man die Absorption homogener Röntgenstrahlen in verschiedenen Elementen quantitativ vergleichen will, liegt es nahe, dabei nicht Strahlen derselben Härte zu betrachten, sondern solche, deren Härte zu der Eigenfrequenz des absorbierenden Materials jeweils in derselben Beziehung steht. Wählt man z. B. aus den Zahlen von BARKLA und SADLER[1]) diejenigen aus, die den Massenabsorptionskoeffizienten eines Elementes für seine eigene K-Strahlung angeben, so vergleicht man lauter Fälle, in denen die härteste Strahlung auftrifft, die K-Fluoreszenz noch nicht zu erregen vermag. Man hat also analoge Vorgänge und wird erwarten, daß, wenn überhaupt eine einfache Gesetzmäßigkeit zwischen den Absorptionskoeffizienten verschiedener Materialien besteht, sie bei einem Vergleich dieser Fälle zutage treten wird. Es findet sich, daß diese Koeffizienten in einem engen Zusammenhang mit der Grundzahl N des absorbierenden Elementes und damit der Wellenlänge seiner K-Strahlung [die MOSELEYsche[2]) Wellenlänge der K-α-Linie wird im folgenden kurz mit λ_K bezeichnet] zu stehen scheinen. Für Fe, Ni, Cu, Zn ist der Massenabsorptionskoeffizient $(\alpha/D)_K$ auf $1^1/_2$ Proz. genau proportional $1/N^2$, mit derselben Genauigkeit proportional λ_K. Die Tabelle läßt die Konstanz der Produkte $(\alpha/D)_K . N^2$ und der Quotienten $\frac{(\alpha/D)_K}{\lambda_K}$ übersehen.

---

1) BARKLA und SADLER, Phil. Mag. (6) 17, 739, 1909.
2) H. G. J. MOSELEY, Phil. Mag. (6) 26, 1024, 1913.

Element	$(\alpha/D)_K$	N	$(\alpha/D)_K \cdot N^2 \cdot 10^{-4}$	$\lambda_K \cdot 10^8$	$\frac{(\alpha/D)_K}{\lambda_K} \cdot 10^7$
Al	58,0	13	9,82	8,364	6,94
Fe	66,1	26	4,47	1,946	3,40
Ni	56,3	28	4,41	1,662	3,38
Cu	53,0	29	4,46	1,549	3,42
Zn	50,1	30	4,51	1,445	3,46
			4,46 ± 0,05, d. i. ± 1,1 Proz.		3,42 ± 0,04, d. i. ± 1,2 Proz.
Ag	13,3	47	2,94	0,560	2,38

Daraus geht eine allgemeinere Beziehung hervor, wenn man die Absorption noch anderer homogener Strahlungen in diesen Elementen beizieht, allgemein aber deren Wellenlänge nicht absolut, sondern nach ihrem Verhältnis zur K-Wellenlänge des absorbierenden Elementes bemißt. Der Massenabsorptionskoeffizient für die Wellenlänge 1 in diesem Maß (das man als „reduzierte Wellenlänge“ bezeichnen könnte) ist nach dem Obigen für Fe-Zn λ_K proportional. Denkt man sich also als Abszisse einer Figur, die die Absorptionsvorgänge in verschiedenen Materialien vereinigen soll, die reduzierte Wellenlänge λ/λ_K benutzt, trägt aber als Ordinaten nicht α/D selbst auf, sondern dividiert es durch λ_K, so bekommt man für die vier betrachteten Elemente zur Abszisse 1 eine und dieselbe Ordinate, die Werte fallen in einen Punkt. Nun haben aber BARKLA und COLLIER[1]) gezeigt, daß bei einer Maßstabsänderung an den BARKLA und SADLER schen Absorptionskurven, die die von uns betrachteten Punkte (die Minima der Kurven) willkürlich ineinander fallen läßt, die gesamten Absorptionskurven sich decken. Wegen der Art des gesetzmäßigen Zusammenhanges, der zwischen den Absorptionskoeffizienten verschiedener Strahlungen im selben Material und ihrer Wellenlänge besteht[2]), läßt sich diese Tatsache von der BARKLA-SADLER schen Darstellung, die Aluminiumabsorption als Härtemaß benutzt, auf die unserige übertragen: Die Kurven müssen ineinander fallen, wenn

[1]) BARKLA und COLLIER, Phil. Mag. (6) 23, 987, 1912.

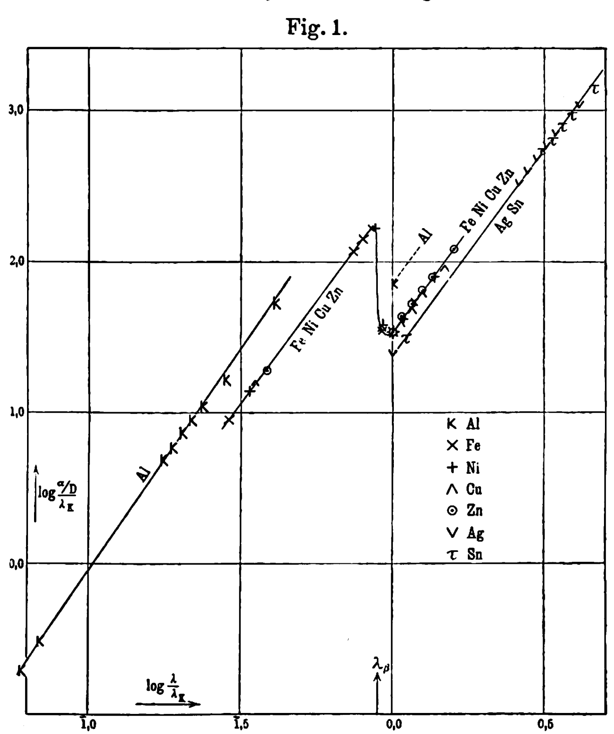
[2]) Dieser Zusammenhang folgt durch Zusammenhalten der Resultate von OWEN, Proc. Roy. Soc. (A) 86, 426, 1912 (erweitert durch KAUFMANN, Phys. ZS. 14, 386, 1913), mit der von MOSELEY experimentell festgestellten Beziehung zwischen N und der K-Frequenz, siehe auch im Text weiter unten.

man alle beobachteten Absorptionskoeffizienten derselben Behandlung unterwirft, wie wir sie vorhin für die K-Werte angaben, nämlich die Wellenlänge in reduziertem Maße mißt und die Absorptionskoeffizienten jeweils durch λ_K dividiert. (Die früher willkürliche Maßstabsänderung für die einzelnen Kurven besteht hier also einfach darin, daß sowohl Abszissen wie Ordinaten durch λ_K dividiert werden müssen.) In Fig. 2 stellen die mit Fe, Ni, Cu, Zn bezeichneten Geraden diese gemeinsame Kurve dar. Es sind hier nicht die bisher besprochenen Größen selbst aufgetragen, sondern ihre Logarithmen, weil die so entstehenden Geraden einen besseren Vergleich mit den anderen Fällen erlauben. Während nämlich die bisher besprochenen Körper zeigen, daß tatsächlich im ganzen bekannten Verlauf ihrer Absorption die Massenabsorptionskoeffizienten für gleiche reduzierte Wellenlänge der Eigenwellenlänge proportional sind, geht schon aus der Tabelle hervor, daß Al und Ag nicht derselben einfachen Form der Beziehung gehorchen, wie die bisher betrachtete Gruppe. Die Abweichungen gehen weit über die Meßunsicherheit hinaus. Dazu ist zu bemerken, daß die bisher betrachteten vier Elemente sich relativ nahe stehen, N hat die Werte 26 bis 30. Ihnen gegenüber hat Al ($N = 13$) einen höheren, Ag ($N = 47$) einen niedereren Wert, als der linearen Beziehung zu λ_K entsprechen würde. Um sicher zu sein, daß diese Abweichungen nicht etwa auf den Fall beschränkt sind, wo die eigene K-Strahlung auffällt[1]), sind in Fig. 1 wiederum die Größen

[1]) Die Fälle, in denen die eigene K-Strahlung auffällt, wären dann nicht vergleichbar, wenn sich unter den untersuchten Körpern einer befände, der die Stokessche Regel verletzt. In einem solchen Körper müßte schon weichere Strahlung, als die Eigenstrahlung selbst, die Eigenstrahlung anregen können. Mithin muß die Eigenstrahlung selbst das auch vermögen und ein Teil der für sie beobachteten Absorptionskoeffizienten wäre dem dahin gehenden Energieverbrauch zuzuschreiben. In einem Körper hingegen, der ihr gehorcht, wird durch die eigene K-Strahlung keine weitere K-Strahlung erregt, der spezifische Energieverbrauch dafür tritt in der Absorption nicht auf. Somit wären diese beiden Fälle nicht vergleichbar, sie wären es erst bei einer reduzierten Wellenlänge, die so hoch ist, daß auch in dem von der Stokesschen Regel abweichenden Körper der Fluoreszenzverbrauch wegfällt. Man könnte etwa daran denken, beim Al den hohen Absorptionskoeffizienten für Al-Strahlung dem Umstande zuzuschreiben, daß es, nach Whiddington, von der Stokesschen Regel abweicht. Nun braucht aber ein Fall, wie der von Herrn Whiddington beobachtete — daß die in einem Fenster erregte Eigenstrahlung dahinter noch bei größerer Fensterdicke nachweisbar ist, als die primäre —, nicht notwendig als Verletzung der Stokesschen Regel gedeutet zu werden, das nächstliegende ist vielmehr, diese

$\log \frac{\alpha/D}{\lambda_K}$ als Funktion von $\log \frac{\lambda}{\lambda_K}$, dem log der reduzierten Wellenlänge, aufgetragen. Beide Elemente ergeben Gerade, die der gemeinsamen Geraden der Fe-Zn-Gruppe parallel sind, aber durchaus an anderen Punkten verlaufen. Da die einzelnen Versuchswerte sich diesen Geraden jeweils sehr gut anschließen, können

Fig. 1.



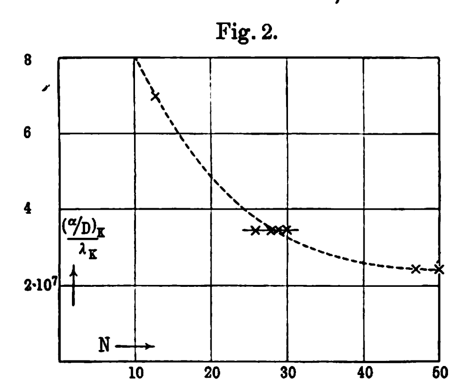
wir sie benutzen, um noch einen weiteren Körper beizuziehen, der sich nach der bisherigen Weise nicht vergleichen läßt. Für Sn haben Barkla und Sadler eine Reihe von Werten ermittelt, indes fehlt ein Wert für die Absorption der Eigenstrahlung des Sn selbst. Aus Moseleys Resultaten läßt sich sein λ_K mit großer

---

Tatsache darauf zurückzuführen, daß das Fenstermaterial für seine eigene Eigenstrahlung einen minimalen Absorptionskoeffizienten hat. Im Maximum kann der Absorptionskoeffizient kurzwelliger, erregender Strahlung fast fünfmal so groß sein als der der Eigenstrahlung. Demnach ist kein zwingender Grund da, anzunehmen, daß Al von dem Verhalten aller anderen untersuchten Elemente abweichen und die Stokessche Regel verletzen sollte.

Sicherheit extrapolieren — (falls man diese Extrapolation, die ja ohne Zweifel erlaubt ist, vermeiden will, kann man in leicht ersichtlicher Weise bei den vorhergegangenen Rechnungen mit $1/N^2$ operieren, statt mit λ_K), man findet es zu $0{,}494 . 10^{-8}$ cm, und erhält damit die für Sn eingezeichnete Gerade. Sie fällt mit der für Ag praktisch zusammen. Zwischen Sn und Ag gilt also ein Zusammenhang gleicher Art, wie er oben innerhalb der Gruppe Fe-Zn festgestellt wurde. Vergleicht man mit diesen beiden Gruppen die Werte für Al, so liegt nahe, anzunehmen, daß in der Tat die Absorptionsvermögen etwas rascher wachsen, als der ersten Potenz von λ_K entspricht, daß dies Anwachsen aber jeweils auf kurze Strecken durch ein lineares wiedergegeben werden kann. Ob das der Fall ist, übersieht man am besten, indem man prüft, ob der Proportionalitätsfaktor zwischen λ_K und $(\alpha/D)_K$, der nach einem linearen Gesetz für alle Elemente dieselbe Konstante sein sollte, sich etwa in Wirklichkeit mit dem Atomgewicht kontinuierlich ändert. Wie Fig. 2, die ihn (d. h. die Zahlen der letzten Spalte der Tabelle) als Funktion der Grundzahl N darstellt, erkennen läßt, ist aber seine Konstanz speziell in der Gruppe Fe-Zn zu genau, um eine Einordnung der Punkte in einen glatten Kurvenzug zu ermöglichen. Demnach spricht das vorliegende Material mehr für die Annahme, daß beim Durchlaufen des periodischen Systems jeweils auf eine Strecke weit das lineare Gesetz genau gilt. Da die Anzahl der Werte so gering ist, muß dies indessen noch durchaus als Annahme gelten, als feststehendes Resultat kann gegenwärtig nur die Proportionalität in der Gruppe Fe-Zn angesehen werden.

Fig. 2.



Es mag noch darauf besonders aufmerksam gemacht werden, daß wir hier — wie in der benutzten Literatur allgemein üblich — vom Massenabsorptionskoeffizienten gehandelt haben. Will man, was für theoretische Überlegungen notwendig sein wird, die Absorptionskoeffizienten auf das einzelne Atom oder auf gleiche

Atomanzahlen beziehen, so erhält die Beziehung eine andere Form, die sich leicht ableiten läßt.

Das Absorptionsgesetz für ein einzelnes Element. An der bei Gelegenheit der bisherigen Betrachtungen gezeichneten Fig. 1 läßt sich gleichzeitig gut übersehen, welcher Art für die einzelnen Körper die Beziehung zwischen Wellenlänge und Absorptionskoeffizient ist und wieweit die Form dieser Beziehung verschiedenen Elementen gemeinsam ist. Daß bei der angewandten logarithmischen Darstellung wenigstens angenähert gerade Linien auftreten müssen, ließ sich nach OWENS Resultaten und ihrer Erweiterung durch KAUFMANN, ferner der angenäherten Proportionalität zwischen der Absorption in verschiedenen Materialien (wenn man das Gebiet nahe der Eigenfrequenz ausnimmt), die eines der wesentlichen Resultate der BARKLA und SADLERschen Arbeit ist, schließlich der BOHR-MOSELEYschen Beziehung zwischen N und λ_K voraussehen. In der Tat schließen sich nun die Punkte so gut geraden Linien an, daß ein Zusammenhang der Form

$$\alpha = a \, . \, \lambda^{\tau}$$

für alle untersuchten Substanzen so streng zu gelten scheint, als die experimentelle Sicherheit der Zahlen geht. Für die Konstanten b ermittelt man graphisch die folgenden Werte:

Element	für $\lambda < \lambda_K$	für $\lambda \gtreqless \lambda_K$	Element	für $\lambda < \lambda_K$	für $\lambda \gtreqless \lambda_K$
Al	**2,90**	—	Zn	—	**2,82**
Fe	**2,68**	2,73	Ag	—	**2,70**[1]
Ni	2,60	**2,66**	Sn	—	**2,74**[1]
Cu	—	**2,60**			

Dabei sind diejenigen Werte von b fett gedruckt, die auf mindestens drei Punkten beruhen. Zunächst fällt auf, daß b nicht für alle Elemente denselben Wert hat. Am meisten weicht Al von den anderen Elementen ab, die Figur zeigt, daß die einzelnen Punkte sich auch hier der Geraden sehr gut anschließen, die Form der Beziehung also befriedigend erfüllt wird. Wäre b für Al dasselbe wie für die anderen Elemente, so müßten sich in der

[1]) Bei Ag und Sn liegen die obersten Punkte schon merklich unter der geraden Linie. Ein Vergleich läßt hier schon den Beginn der Abweichungen vermuten, die mit der Erregungsgrenze der L-Strahlung in Zusammenhang stehen.

BARKLA-SADLERschen Darstellungsweise streng gerade Linien ergeben. Da dies nach Anbringung der Korrektionen nicht der Fall ist, speziell z. B. Fe eine deutlich gekrümmte Linie ergibt, schließen wir, daß nach dem vorliegenden Material die Proportionalität zwischen der Absorption in verschiedenen Elementen wirklich nicht als völlig streng anzusehen, sondern als Folge des Umstandes zu betrachten ist, daß in der Formel für die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption die einzelnen Elemente nahe dieselben Konstanten besitzen. Dies Gesetz der Wellenlängenabhängigkeit wäre als streng erfüllt anzusehen.

Man bemerkt ferner, daß b für denselben Körper offenbar auf beiden Seiten von λ_K denselben Wert besitzt. Da sich die Formeln für diese beiden Kurvenstücke also jeweils nur im Faktor a unterscheiden, so ist der Absorptionskoeffizient in dem Wellenlängengebiet, wo K-Fluoreszenz erregt wird, stets ein bestimmtes Mehrfaches des Koeffizienten, der für dieselbe Wellenlänge zu gelten hätte, wenn der spezifische Energieverbrauch für die K-Fluoreszenzerregung nicht hinzukäme. Der Umstand, daß dieser Faktor von der Wellenlänge ganz unabhängig ist — oder mit anderen Worten, daß die beiden logarithmischen Geraden desselben Elementes einander parallel sind —, zeigt besonders deutlich, daß beim Überschreiten des K-Gebietes nach kleineren Wellenlängen zu lediglich Vorgänge hinzutreten, die denen für größere Wellenlängen völlig analog sind und von nun an völlig gleichartig mit dem früheren sich ändern, wenn man weiter die Wellenlänge verkleinert — daß es sich aber nicht um das Überschreiten eines „Streifens selektiver Absorption“ oder „selektiver Durchlässigkeit“ handelt, wo in einem beiderseits begrenzten Gebiet Resonanzvorgänge die Erscheinung beherrschten. — Für die Gruppe Fe-Zn beträgt der Faktor, mit dem a an dieser Stelle sich vergrößert, übereinstimmend 7,4 [1]), für Al ergibt der eine Punkt, der für das Gebiet der größeren Wellenlängen vorliegt,

[1]) Für diese Elemente gemeinsam wird also der Absorptionsverlauf für Wellenlängen größer als λ_K durch

$$\frac{\alpha}{D} = \frac{\text{Const}}{N^2} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_K}\right)^{2,7},$$

für Wellenlängen kleiner als 0,85 λ_K durch

$$\frac{\alpha}{D} = 7{,}4\,\frac{\text{Const}}{N^2} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_K}\right)^{2,7}$$

befriedigend dargestellt, wo Const $= 4{,}46 \,.\, 10^4$.

das Verhältnis 11:1. Bestätigt sich das letztere, so hätte auch hier die Gruppe Fe-Zn einander nahestehender Elemente eine Beziehung gemeinsam, von der Al abweicht. Über Ag und Sn ist hier nichts zu ermitteln.

Für die Aufklärung des Mechanismus, der an diesem Punkt mitzuwirken beginnt, wäre eine genaue Kenntnis des Absorptionsverlaufes in dem Gebiete von Wichtigkeit, das der betrachteten Formel nicht gehorcht. Aus der Figur geht hervor, daß dies Gebiet durch

$$\bar{1}.93 < \log \lambda/\lambda_K < 0.00$$

oder

$$0{,}85\,\lambda_K < \lambda < \lambda_K$$

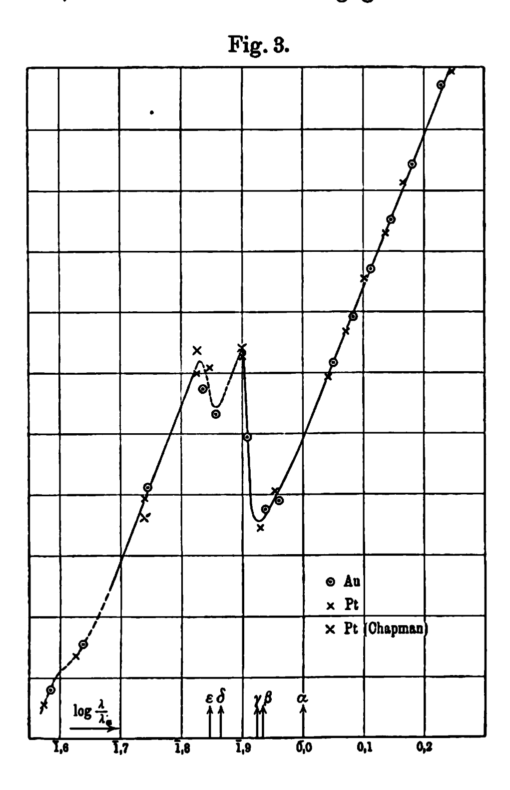
gegeben ist. Aus den bisher vorliegenden Versuchspunkten ist zu erkennen, daß der Anstieg im wesentlichen auf einem engen Wellenlängengebiet erfolgt. Die Vermehrung der Absorption beginnt in geringerem Maße offenbar sofort, sobald die α-Linie der auffallenden Strahlung kurzwelliger ist, als die α-Linie des absorbierenden Materials (STOKESsche Regel). Die volle Vermehrung der Absorption (und also ebenso die volle Fluoreszenz) setzt aber erst dann ein, wenn die Wellenlänge der auffallenden α-Linie (das λ, das die Abszisse unserer Figur bildet) die erregte α-Wellenlänge um einen bestimmten Betrag unterschreitet. Es ist jedenfalls bemerkenswert, daß in die Grenzen, zwischen die sich dieser Anstieg nach den bisherigen Resultaten einschließen läßt, näher der langwelligen Grenze, die β-Linie des absorbierenden Mediums fällt. Es gilt also, daß der größte Teil des Anwachsens der Absorption erst dann eintritt, wenn die (langwelligere) α-Linie der auffallenden Strahlung so hart oder härter ist, als die (kurzwelligere) β-Linie der zu erregenden Fluoreszenz. Im Vergleich ist von Interesse, daß die Absorption der eigenen K-Strahlung jeweils noch völlig dem Gesetz für größere Wellenlängen folgt, daß also in diesem Falle, wo schon eine der auffallenden Wellenlängen (β) kürzer ist, als eine in Fluoreszenz emittierbare (α), noch kein merklicher Energieverbrauch eintritt, der auf Fluoreszenz schließen läßt, und in der Tat auch keine Fluoreszenz beobachtet wird.

Weiteres Material hierzu bietet die Betrachtung des L-Gebietes. Überträgt man die Kurven für Pt und Au[1]), an denen

[1]) Die benutzten Zahlen stammen zum Teil von BARKLA und COLLIER (l. c.), zum Teil von CHAPMAN, Proc. Roy. Soc. (A) 88, 24, 1913.

schon in der gewöhnlichen Darstellung ihre Unregelmäßigkeit auffällt, auf einen gemeinsamen Maßstab, indem man die Wellenlängen, analog zum obigen, diesmal auf $L\alpha$ reduziert und die Ordinaten so verändert, daß im Gebiet der normalen Absorption die logarithmischen Geraden sich decken (Fig. 3), so erkennt man zunächst, daß zu einer erschöpfenden Darstellung hier die Punkte nicht ausreichen, die mit den einmal gegebenen K-Strahlungen

Fig. 3.



gewonnen sind. Der Verlauf ist offenbar sehr kompliziert, nicht einheitlich, wie im K-Absorptionsgebiet. Mit Sicherheit läßt sich indes an der langwelligeren Grenze der Ort des ersten scharfen Anstieges festlegen: er liegt beträchtlich unterhalb der Wellenlänge der α-Linie und in dem von ihm eingenommenen Wellenlängengebiet liegt wiederum eine Emission, das Duplet $\beta\gamma$, wiederum ganz im Beginn des Anstieges. Ob diesem nun zweimal beobachteten Zusammentreffen eine tatsächliche Bedeutung für den Mechanismus der Er-

regung zukommt, bleibt natürlich völlig offen. — Ferner ist mit Sicherheit zu erkennen, daß in das Gebiet der stärksten Absorption, das bekanntlich, dem K-Gebiet gegenüber, auffällig breit und flach ist, nicht ein einzelnes Maximum der bei der K-Strahlung beobachteten Art gehören kann, sondern mindestens, wie in der Figur vorläufig roh angenommen, zwei. Da offenbar die „L-Strahlung“ nicht mehr als einheitlich anzusehen ist, vielmehr beobachtet wurde [1]), daß das Intensitätsverhältnis ihrer Linien mit der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen sich ändert, müssen die Erregungsmaxima für diese verschiedenen Emissionsgebiete, die sich gesondert erregen lassen (eventuell für einzelne Linien), bei verschiedenen Wellenlängen liegen. Demnach ist der komplizierte Charakter der L-Absorption dahin zu deuten, daß es sich nicht um ein einheitliches verwickeltes Absorptionsgebiet handelt, in dem die Absorption durchweg in gleicher Weise zur Erregung derselben Emission dient, wie man bisher annahm [und wie z. B. im ersten Vergleich mit Fällen der Phosphoreszenz, wo zur Emission derselben Bande ein aus mehreren Maximis bestehendes Erregungsgebiet gehören kann [2]), denkbar wäre], sondern um eine Aneinanderreihung von Erregungsgebieten verschiedener Emissionen. Ist der Fall der K-Strahlung typisch, so gehört zu jeder für sich erregbaren Emission (Linie) ein eigener „Knick“ in der Absorptionskurve an kürzerer Wellenlänge, d. h. eine Stelle [3]), wo die Konstante a der Formel $\alpha = a \cdot \lambda^b$ auf einen niedrigen Wert umspringt; da ja nicht eigentlich das Maximum selbst, das im normalen Verlauf der Absorptionskurve erreicht wird, sondern der Absturz der Kurve, der das Verschwinden der einer bestimmten Emission zugeordneten Absorption kennzeichnet, die „Erregungsgrenze“, das Wesentliche ist. Die Figur zeigt, daß eine Zusammensetzung des L-Gebietes aus solchen Teilen möglich erscheint, so daß auch dieser scheinbar andersartige Fall dem angenommenen einfachen Charakter derjenigen Absorptionsmaxima, die einer einzelnen Emission zuzuordnen sind, nicht widerspricht [4]). Die

---

[1]) H. G. J. Moseley und C. G. Darwin, Phil. Mag. (6) **26**, 225, 1913.

[2]) Siehe z. B. die Tafel in: P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, 641, 1910.

[3]) Wie breit der Wellenlängen*bereich* ist, in dem diese Änderung stattfindet, ist in der Tat noch ganz unbekannt.

[4]) Dieser Charakter scheint auf den ersten Blick ein anderer zu sein, als z. B. in dem Fall, wo Phosphoreszenz einer sichtbaren Wellenlänge durch

geringe Zahl der Punkte, sowie der Umstand, daß gerade hier die Zahlen verschiedener Beobachter beträchtliche Unterschiede ergeben, verbieten es, eine zuverlässige Auflösung schon jetzt zu versuchen.

Aus der letzten Zeichnung entnehmen wir dem Gebiet der normalen Absorption noch zwei weitere Werte für unsere Konstante b:

für Pt:	$b = 2{,}46$
für Au:	$b = 2{,}52$

und stellen abgerundete Zahlen den Atomgewichten gegenüber:

für $A = 27$	$b = 2{,}9$
$= 55—65$	$= 2{,}7$
$= 108, 119$	$= 2{,}7$
$= 195, 197$	$= 2{,}5$

wonach ein systematischer Gang zu bestehen scheint, so daß b nicht universell wäre.

Zusammenfassung: Es wird gezeigt, daß für eine Gruppe einander nahestehender Elemente, Fe, Ni, Cu, Zn, die Massenabsorptionskoeffizienten für homogene Röntgenstrahlen in einfachem zahlenmäßigen Zusammenhang mit der Grundzahl stehen. Das Verhalten anderer Elemente sowie die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption werden besprochen.

---

ihr naheliegende Wellenlängen angeregt wird und wo man bekanntlich beiderseits begrenzte Erregungsmaxima beobachtet. Indes zeigt sich bei genauerer Beachtung der Verschiedenheit der äußeren Umstände, daß die Ähnlichkeit vielmehr so groß ist, als diese nur erwarten lassen können: auch die Erregungsmaxima des Dauerleuchtens bei den Erdalkaliphosphoren lassen meist „einen steileren Abfall nach den langen Wellen hin und einen matten schweifartigen Fortsatz nach den kürzeren Wellenlängen hin“ (P. Lenard, Ann. d. Phys. 31, 647, 1910) erkennen und entsprechend hat das Gebiet der „erregenden Absorption“ an der längerwelligen Seite eine bemerkenswert steile Begrenzung (P. Lenard, Lichtabsorption und Energieverhältnisse bei der Phosphoreszenz, Heid. Ak. 1914, S. 13). Für das Zustandekommen einer kurzwelligen Grenze des Erregungsgebietes ist die auslöschende Wirkung zu beachten, die hier allen Wellenlängen zukommt. Die Möglichkeit, daß dem einzelnen Erregungsmaximum einer Dauerbande derselbe Charakter der Wellenlängenabhängigkeit zugrunde liegt, wie er im Falle der K-Strahlungserregung beobachtet wird, wird also bei der Frage nach der Art des einleitenden lichtelektrischen Prozesses (speziell auch im Vergleich mit dem eigentlich „selektiven Photoeffekt“) beachtet werden müssen.

Anmerkung bei der Korrektur: Die oben gelegentlich als normale bezeichnete Wellenlängenabhängigkeit der Absorption ist Gegenstand einer kürzlich erschienenen Arbeit von M. SIEGBAHN: Über den Zusammenhang zwischen Absorption und Wellenlänge bei Röntgenstrahlen, Phys. ZS. **15**, 753, 1914, die mehr Material gibt, was besonders für die (oben zuletzt noch einmal berührte) Frage der Konstanz von b von Interesse ist.

Bemerkung zum Geschwindigkeitsverteilungsgesetz II;
von E. Gehrcke.

(Eingegangen am 20. Oktober 1914.)

Früher[1]) habe ich dargelegt, daß die bekannte MAXWELLsche Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, welche für neutrale Teilchen weitgehende Gültigkeit beanspruchen darf, für elektrisch geladene Teilchen im stationären Gleichgewicht höchstens angenähert gelten kann. Ich habe deshalb eine andere Verteilungsfunktion in Vorschlag gebracht, welche die MAXWELLsche im richtigen Sinne korrigiert. Diese Funktion hat den Vorteil, auf die mit den Beobachtungen im Einklang befindliche WIEN-PLANCKsche Spektralgleichung zu führen, und zwar auf verschiedenen Wegen[2]) und ohne die Hypothese der Energiequanten.

Eine direkte experimentelle Prüfung einer Geschwindigkeitsverteilungsfunktion lag früher nicht vor. Jetzt ist es aber der Fall, nachdem Herr RAMSAUER[3]) Messungen mitgeteilt hat, die eine Verteilungsfunktion von lichtelektrisch ausgelösten Elektronen ergaben. Die Versuche führen nun zu dem Resultat, daß für diese Erscheinung keine der bisher versuchten Verteilungsfuntionen die Abhängigkeit der Zahl der Elektronen von der Geschwindigkeit gut darstellt, eher scheint es, als ob die Abhängigkeit der Elektronenmenge von der Energie durch eine jener Formen analytisch darstellbar ist. Herr RAMSAUER probierte auch die von mir vorgeschlagene Funktion. Es sei hier darauf hingewiesen, daß die Konstanten der Funktion passender gewählt werden können, als es Herr RAMSAUER tat, und daß die bisher vorliegenden Beobachtungen ungefähr innerhalb der Versuchsfehler durch die von mir vorgeschlagene Funktion darstellbar sind. Dies zeigt nebenstehende Figur, welche nach Fig. 2, S. 7 der Arbeit von Herrn

---

1) E. GEHRCKE, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 669, 1913.
2) E. GEHRCKE, l. c., S. 672 und Phys. ZS. **15**, 127, § 3; 839, § 13, 1914.
3) C. RAMSAUER, Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wiss. 1914, 20. Abhandlung.

$$y = 650 \, . \, x^4 \, . \, (e^{2x^2} - 1)^{-1}$$

I •
II ×
III +
IV ⊙
V ⊗
VI ⊕
I—VI ◎

Menge
100
50
0
Energie
1
2
3

Ramsauer gezeichnet ist und die experimentell bestimmten Punkte enthält; die durchgezogene Linie entspricht der Gleichung:

$$y = 650\,x^4 (e^{2x^2} - 1)^{-1}.$$

Inwiefern diese Formel höherer Meßgenauigkeit gegenüber standhält, dürfte sich durch neue Versuche entscheiden lassen. Da die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Photoelektronen offenbar selektive Eigenschaften hat (solches ist ja auch für die Energieverteilung der Temperaturstrahlung von Metallen der Fall), so stößt die theoretische Deutung der experimentell gefundenen Verteilungskurve auf große Schwierigkeiten.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 15. November 1914. Nr. 21.

Sitzung vom 6. November 1914.

Vorsitzender: Hr. F. HABER.

Hr. **F. Haber** berichtet
über spezifische und Bildungswärme des Ammoniaks.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

W. Kossel: Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen II.

A. Kalähne und **W. Federlin:** Daguerreotypien mittels Cadmiumdampfes.

A. Kalähne: Der HELMHOLTZsche Wellentypus bei erzwungenen Saitenschwingungen.

E. Take und **A. Semm:** Magnetische Messungen an HEUSLERschen Zinn-Manganbronzen.



Kritisches zum Relativitätsprinzip II;
von E. Budde.

(Eingegangen am 19. Oktober 1914.)

Das Folgende ist die unmittelbare Fortsetzung meiner ersten unter dem obigen Titel erschienenen Abhandlung [1]). In dieser lag der Nachdruck auf den Eigenschaften der Längeneinheiten, welche für die Lorentztransformation zu postulieren sind; hier sollen in erster Linie die Zeitbestimmungen ins Auge gefaßt werden. Die EINSTEINsche Originalabhandlung vom Jahre 1905 ist wieder mit l. c. zitiert. „Bewegt" heißt nach wie vor soviel wie gleichförmig translatorisch bewegt.

Analog wie in § 6 zwei bezüglich der Längenmessung verschiedene Auffassungen des EINSTEINschen Postulates auftreten, je nachdem man die Lorentztransformation als rein mathematische Operation auffaßt oder ihr durch Einführung der echten Lorentzkontraktion einen physikalischen Inhalt gibt, stößt man auch bei Erörterung der Zeitmessung auf zwei verschiedene Auffassungen. Die Analogie ist insofern nicht vollständig, als die zweite Auffassung hier, wie sich herausstellen wird, nicht zulässig ist; sie ist aber in der Literatur recht weit verbreitet und muß deswegen in Betracht gezogen werden.

§ 7. Die erste Auffassung. Es sei an die Grundgleichung aller Zeitmessung aus § 2 erinnert. Sie lautet

$$T = e + t\tau$$

oder, wenn man unter Δ, wie üblich, einen Zuwachs versteht,

$$\Delta T = \Delta t \,.\, \tau$$

In diesen Gleichungen ist T die objektive Zeit, τ die Zeiteinheit, t die Zeitmaßzahl. Die erste Auffassung der EINSTEINschen Zeitbestimmung wird dann ausgedrückt durch den Satz: Die EINSTEINsche Zeitbestimmung bezieht sich auf die Zeitmaßzahl t.

---

[1]) E. BUDDE, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 586, 1914. Es sei gestattet, hier zwei sinnstörende Druckfehler zu verbessern, welche in der ersten Abhandlung stehen geblieben sind: Seite 595 Zeile 3 von unten lies K' statt K und Seite 611 in der Anmerkung unter dem Text lies K'' statt K'.

Diese Annahme ist einwurfsfrei; sie stimmt streng mit der ursprünglichen EINSTEINschen Zeitdefinition überein. Denn diese Definition sagt aus, daß die Zeit an zwei verschiedenen Stellen, A und B, gemessen wird durch den Stand der daselbst befindlichen Uhren. Und die Uhren sind Instrumente, welche eine Anzahl von Perioden, also eine reine Zeitmaßzahl angeben. Es ist auch a priori kein Einwurf gegen die Definition zu erheben; denn das Meßverfahren berechtigt uns dazu, die Zeiteinheit willkürlich zu wählen und damit über die Größe von t innerhalb der selbstverständlichen Grenzen willkürlich zu verfügen. Es ist daran zu erinnern, daß jede Uhr ein Meßinstrument ist, welches, um richtig zu gehen, der Regulierung und der Einstellung bedarf, und daß eine bloße periodische Bewegung noch keine Uhr darstellt, solange sie nicht reguliert, eingestellt und mit einer Zeiger- oder Registriervorrichtung versehen ist, welche die Ablesung der Messungen gestattet. (Auch die EINSTEINsche Lichtuhr wird erst zu einer wirklichen Uhr, wenn man sich vorstellt, sie sei durch Feststellung des Spiegelabstandes reguliert und mit einer Vorrichtung versehen, die abzulesen erlaubt, wie oft der benutzte Lichtstrahl hin und her gegangen ist.) Die Uhren der obigen Definition sind eben in diesem Sinne als wirkliche Uhren gedacht.

Von dieser Auffassung aus erscheint nun eine ganze Reihe von Folgerungen, die EINSTEIN und seine Nachfolger gezogen haben, als Anhänge, mit denen das Relativitätsprinzip zu Unrecht belastet worden ist. Die wichtigsten dieser Anhänge müssen einzeln besprochen werden.

1. Das Uhrenparadoxon. EINSTEIN leitet l. c., S. 904 die Gleichung ab

$$t' = \varepsilon t \tag{18}$$

welche mit unserer Gleichung

$$t_2' - t_1' = \varepsilon (t_2 - t_1)_{x' = \text{const.}} \tag{11}$$

identisch ist, wenn man $t_1' = t_1 = 0$ setzt. Die Gleichung gilt zwischen irgend zwei „bewegten“ Koordinatensystemen K und K' für eine Uhr, welche die Bedingung $x' = $ const. erfüllt, welche also in K' ruht. Nach den Auseinandersetzungen des § 4 bedeutet sie nichts anderes, als daß in K' mit der Einheit $\tau' = \frac{\tau}{\varepsilon}$ gemessen

wird. EINSTEIN zieht aus ihr nachstehende Folgerung, die wir des bequemeren Zitierens wegen als Satz I bezeichnen.

I. „Hieraus ergibt sich folgende eigentümliche Konsequenz: Sind in den Punkten A und B von K ruhende, im ruhenden System betrachtet, synchron gehende Uhren vorhanden, und bewegt man die Uhr A mit der Geschwindigkeit v auf der Verbindungslinie nach B, so gehen nach Ankunft dieser Uhr in B die beiden Uhren nicht mehr synchron, sondern die von A nach B bewegte Uhr geht gegenüber der von Anfang an in B befindlichen um $\frac{1}{2} t \frac{v^2}{c^2}$ Sek. (bis auf Größen vierter und höherer Ordnung) nach, wenn t die Zeit ist, welche die Uhr von A nach B braucht."

Wenn ich diese Folgerung richtig verstehe, so enthält sie stillschweigend die beiden Voraussetzungen:

a) Eine Uhr, die sich im System K mit der Geschwindigkeit v bewegt, ist so zu behandeln, als befände sie sich ruhend in einem System K', welches gegen K die Geschwindigkeit v hat.

b) Eine Uhr, die ursprünglich für das System K richtig reguliert und eingestellt war, ändert, wenn sie ein System K' transportiert und dort zur Ruhe gebracht wird, ihren Gang automatisch so, daß sie nunmehr im System K' richtig, d. h. den Zeitmessungsbedingungen des Systems K' entsprechend, geht.

Es ist offenbar diese letztere Voraussetzung, welche den bekannten Widerspruch gegen den Satz I hervorgerufen hat. Mir scheint allerdings, daß dieser Widerspruch durchaus berechtigt ist. Denn eine Uhr geht unter bestimmten physikalischen Verhältnissen so, wie sie willkürlich reguliert und eingestellt ist. Ändern sich die Verhältnisse, so ist keineswegs ausgeschlossen, daß der Gang der betreffenden Uhr sich gleichfalls ändert, aber die Änderung erfolgt rein kausal auf Grund der veränderten Bedingungen, und es liegt keinerlei Grund für die Annahme vor, sie müsse sich so ändern, daß sie unter den neuen Verhältnissen gleichfalls richtig geht. Sie kann unbefangen falsch gehen. Und das gilt für eine Änderung des Bewegungszustandes ebensowohl, wie etwa für eine Temperaturerhöhung. Der Satz I wäre sicher richtig, wenn man hinzufügen wollte: „Die bewegte Uhr ist mit einem vernünftigen Begleiter ausgestattet, der ihren Gang willkürlich auf die Einheit von K' reguliert, solange die Bewegung dauert." Dann hat das EINSTEINsche Ergebnis nichts Auf-

fallendes, ist aber augenscheinlich nicht das, was EINSTEIN ableiten wollte. Fehlt der Begleiter, so ist zunächst nur zu schließen, daß die Uhr unter den neuen Verhältnissen für diese Verhältnisse falsch gehen kann.

A priori ist anzunehmen, daß die etwaige Änderung des Ganges, welche eine Uhr durch Bewegung erfährt, sich nach ihrer Konstruktion richtet. Es gibt nun eine Uhr, für welche man aus der Lorentztransformation ohne Zuhilfenahme weiterer Hypothesen auf die zu erwartende Änderung schließen kann. Das ist die EINSTEINsche Lichtuhr. Man denke sich zunächst in irgend einem berechtigten System K zwei parallele ebene Spiegel in einem Abstande, dessen Längenmaßzahl l ist. Es wird ermittelt, wie oft ein momentanes Lichtsignal zwischen beiden hin und her läuft, und die Anzahl der Hin- und Hergänge ist die von der Uhr angegebene Zeitmaßzahl t. Man denke sich nun diese Uhr so aufgestellt, daß der Abstand l parallel der yz-Ebene ist, und in dieser Stellung sei sie durch willkürliche Bemessung von l auf eine Normalzeiteinheit τ einreguliert. Hierauf denke man sich die ganze Uhr parallel mit sich selbst in ein System K' versetzt, welches sich relativ zu K in der x-Richtung bewegt, und dort zur Ruhe gebracht. Da nach Gl. 1), § 3, die Längeneinheit in der $y'z'$-Ebene dieselbe ist wie in yz, ist nach dieser Operation die Maßzahl des Abstandes unverändert, es ist $l' = l$. Die Geschwindigkeit des Lichtes in K' hat denselben Wert in K. Also bleibt auch die Periode der Uhr dieselbe wie in K. Hier haben wir also einen Fall, in welchem das Ergebnis einer auf Grund der Lorentztransformation geführten Betrachtung dem Satz I widerspricht. Die Uhr geht, wie oben gesagt, im System K' falsch; denn um den Bedingungen dieses Systems zu entsprechen, mußte ihre Einheit nicht τ, sondern τ' sein.

Im vorstehenden ist keine Rücksicht darauf genommen, daß man der Uhr wenigstens zweimal während einer gewissen Zeit eine endliche Beschleunigung erteilen muß, um sie auf die Geschwindigkeit des Systems K' zu bringen. Man könnte also versuchen, der vorstehenden Folgerung dadurch auszuweichen, daß man annimmt, jede Beschleunigung bringe eine Modifikation der objektiven Länge hervor. Damit wäre aber nichts gewonnen, denn die Gleichungen der Lorentztransformation

$$y' = y, \qquad z' = z \tag{1)}$$

gelten, sobald das System K' gegen K die Geschwindigkeit v in der x-Richtung hat, unabhängig von der Art, in welcher diese Geschwindigkeit erreicht wurde. Sie verlangen also, daß $l' = l$ sei, sobald die Uhr den Zustand erreicht hat, in welchem sie relativ zu K' ruht.

Ich schließe: Der Satz I folgt nicht mit Notwendigkeit aus den Gleichungen der Lorentztransformation; er ist vielmehr aus der zusätzlichen und nicht begründeten Annahme hervorgegangen, daß eine Uhr, die für bestimmte Verhältnisse reguliert ist, unter anderen Verhältnissen nicht falsch gehen kann, sondern sich automatisch auf diese neuen Verhältnisse umreguliert. In einem angebbaren Falle ist der Satz I nachweislich im Widerspruch mit der Lorentztransformation.

2. Die angebliche Abhängigkeit aller Perioden von der Bewegung des Koordinatensystems, in welchem ihr Nullpunkt ruht. Man findet in EINSTEINS Schriften wiederholt einen Gedankengang, der sich kurz in die Worte zusammenfassen läßt: „Jede periodische Bewegung ist eine Uhr, jede Uhr reguliert sich automatisch auf die Zeit eines Koordinatensystems, in welchem sie ruht, also wenn ein System, in dem irgend ein periodisch bewegter Teil enthalten ist, sich als Ganzes in Bewegung setzt und die Geschwindigkeit v erlangt, so ändert sich die Periode im Verhältnis $1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$." In konsequentester Durchführung erscheint dieser Schluß in dem EINSTEINschen Beispiel[1]) eines lebenden Organismus, der, in eine Schachtel eingeschlossen, mit einer wenig von c abweichenden Geschwindigkeit eine Reise um die Milchstraße macht und jugendfrisch zu seinen inzwischen verstorbenen Artgenossen an den Ausgangspunkt zurückkehrt.

Zunächst ist die Behauptung nicht richtig, daß jede periodische Bewegung eine Uhr sei. Sie wird erst zur Uhr, wenn sie reguliert und eingestellt ist. Man darf nie vergessen, daß nach der EINSTEINschen Synchronisation nicht die Uhr durch die Zeit bestimmt wird, sondern die Zeit durch die Uhr, und die Regulierung sowie die Einstellung der Uhr ist unter allen Umständen ein willkürlicher Akt, der nicht an der objektiven Zeit T, sondern

---

[1]) Zitiert nach E. GEHRCKE in „Die Naturwissenschaften" 1, 64, 1913. Das Original ist mir nicht zugänglich.

nur an der Zeitmaßzahl t vorgenommen werden kann. Ferner wurde unter 1. gezeigt, daß eine bewegte Uhr sich nicht automatisch reguliert, und damit fallen die Schlüsse der hier berührten Art ohne weiteres zusammen. Es ist durchaus möglich, daß z. B. die Periode einer stählernen Stimmgabel sich irgendwie durch Bewegung ändert, etwa dadurch, daß die physische Lorentzkontraktion einen Einfluß auf ihre Elastizität hat. Es sind aber zurzeit keine Mittel vorhanden, derartige Einflüsse zu berechnen, und es liegt sicherlich kein Grund zu der Annahme vor, daß diese Änderung im Sinne der EINSTEIN schen Behauptung erfolge. Der Organismus in der Schachtel lebt nach objektiver Zeit; er kann eine Uhr bei sich haben, die er willkürlich auf die seiner Bewegung entsprechende Zeit einreguliert, beispielsweise so, daß sie für den objektiven Zeitraum, der im Ausgangspunkt 100 Jahre beträgt, eine Sekunde angibt. Wenn aber dann die Lebensdauer des Organismus in der Zeit des Ausgangspunktes 50 Jahre betrüge, so würde er nach der Zeit seiner Uhr nur $^1/_2$ Sekunde leben.

3. Das Telegraphieren in die Vergangenheit. Der bekannte Schluß, nach welchem keine Überlichtgeschwindigkeit existieren kann, wurde von EINSTEIN (l. c., S. 903) in der Form ausgesprochen: „Für Überlichtgeschwindigkeiten werden unsere Überlegungen sinnlos.“ Gegen diese vorsichtig formulierte Folgerung ist nichts einzuwenden. Weiter folgt daraus aber zunächst nur, daß das Licht für Körper, die sich mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen, kein geeignetes Beobachtungsmittel ist (vgl. hierzu § 6 c).

Für die vorliegende Erörterung ist die neuere Begründung des Satzes wichtiger als der Satz selbst. Wir wollen diese Begründung als Satz II bezeichnen, sie lautet:

II. Existierte eine Geschwindigkeit $> c$, so könnte man mittels derselben in die Vergangenheit telegraphieren.

Dabei wird zugegeben, daß für gewisse Prozesse, z. B. für die Überdeckung zweier Kurven, Überlichtgeschwindigkeiten möglich sind. Das Beispiel der EINSTEIN schen Lineale läßt sich erheblich verallgemeinern. Man denke sich z. B. zwei Kreise, von denen der eine festliegt, während der Mittelpunkt des anderen sich auf der Zentrale beider bewegt. Dann findet man leicht, daß die Geschwindigkeit, mit welcher ihre reellen Schnittpunkte auseinanderweichen, sowohl in der Nähe der äußeren wie der inneren Berührung jedesmal auf einer endlichen Strecke einen beliebig vorgeschriebenen endlichen Wert erreicht und überschreitet. In der Nähe der inneren Berührung kann sogar die Bogenstrecke, auf der dieses Überschreiten statt-

findet, einen verhältnismäßig ansehnlichen Wert erreichen, wenn die Radien der beiden Kreise einander sehr nahe gleich sind.

Eine Bemerkung von A. SOMMERFELD[1]) beschränkt den Satz II auf Signalgeschwindigkeiten.

EINSTEIN selbst hat seine logische Notwendigkeit später nicht aufrecht erhalten; wir kommen unten hierauf zurück. Vorläufig soll, um die Sachlage klarzustellen, die rein logische Berechtigung des Satzes II untersucht werden.

In Satz II wird die Unmöglichkeit des Telegraphierens in die Vergangenheit als Axiom hingestellt. Diese Unmöglichkeit leuchtet auch unmittelbar ein, wenn es sich um Ereignisse handelt, die an einem und demselben Orte stattfinden; denn für diese ist sie gleichbedeutend mit dem Axiom, daß die Zeit stetig fortschreitet. Hier kommen aber Ereignisse in Betracht, die an zwei verschiedenen Stellen A und B des Raumes stattfinden, und da liegt die Sache anders. Nach den Grundsätzen der EINSTEINschen Synchronisation kommt für die Zeitmaßzahl an den beiden Orten A und B die Einstellung zweier Uhren in Betracht, von denen sich die eine in A, die andere in B befindet, die beide in einem bestimmten Koordinatensystem, etwa K^N, ruhen und für dieses synchronisiert sind. Jede von diesen Uhren zeigt also ihre Ortszeit, und dementsprechend ist auch die Vergangenheit, um die es sich bei dem Satz II handelt, eine „Ortsvergangenheit". Sobald man aber die obige Begründung formuliert: „Man kann nicht in die Ortsvergangenheit telegraphieren", wirkt sie nicht mehr wie ein Axiom. In der bürgerlichen Zeitrechnung telegraphieren wir täglich in die Ortsvergangenheit, z. B. jedesmal, wenn ein Telegramm um 11 Uhr morgens Petersburger Zeit von Petersburg abgeht und um 8 Uhr morgens Pariser Zeit in Paris ankommt. Die EINSTEINsche Einstellung der Uhren ist aber im Grunde nicht weniger willkürlich als die bürgerliche. Wird für die EINSTEINsche Ortszeit die Möglichkeit des Telegraphierens in die Vergangenheit axiomatisch geleugnet, so ist damit gesagt, daß man T mit t verwechselt; man postuliert stillschweigend, die EINSTEINsche Gleichzeitigkeit sei bestimmend für das zeitliche Verhältnis zwischen Ursache und Wirkung. Wirklich bestimmend für dieses Verhältnis ist aber die objektive Zeit und nicht die Größe t.

In Wirklichkeit besteht zwischen irgend zwei verschiedenen Punkten A und B objektiv keine Brücke, welche gestattet, die

[1]) A. SOMMERFELD, Phys. ZS. 11, 975, 1910.

objektiven Werte der Zeit in A mit denjenigen in B zu vergleichen. Die EINSTEINsche Synchronisation schlägt willkürlich eine Brücke für die Messung; die aber kann sich nicht auf die objektiven Zeiten beziehen, sondern nur auf die Zeitmaßzahlen. Es gibt unzählige Weltkörper, und man kann sich an jedem derselben (von der etwaigen Rotation ist zu abstrahieren) ein Koordinatensystem K^N befestigt denken und kann für jedes dieser Systeme die Uhren in A und B synchronisieren. Setzt man in all diesen Systemen die Zeit in A gleich Null, so ist die Zeit in B unzählig vieldeutig. Nun liegt aber auf der Hand, daß der kausale Zusammenhang zwischen Ereignissen in A und B objektiv eindeutig sein muß, also ist aus keinem der in Betracht kommenden Messungssysteme auf die objektive Zeit zu schließen, welche in B herrscht, wenn die Uhr in A auf Null steht. Es kann also, was eigentlich selbstverständlich ist, aus dem EINSTEINschen Messungsverfahren überhaupt kein Schluß auf die objektive Gleichzeitigkeit gezogen werden.

In seiner Abhandlung vom Jahre 1908[1]) setzt EINSTEIN auseinander, daß wir, wenn es eine Überlichtgeschwindigkeit gäbe, einen Übertragungsmechanismus für möglich halten müßten, bei dessen Benutzung die erzielte Wirkung der Ursache vorangeht. Und er fährt fort:

„Wenn dieses Resultat auch, meiner Ansicht nach, rein logisch genommen, keinen Widerspruch enthält, so widerstreitet es doch derart unserer gesamten Erfahrung, daß durch dasselbe die Unmöglichkeit der Annahme $W > c$ zur Genüge bewiesen erscheint."

W ist hier die Übertragungsgeschwindigkeit. Der Vordersatz zeigt, daß Herr EINSTEIN offenbar auch seinerseits Erwägungen der vorstehenden Art angestellt hat; den Nachsatz kann ich nicht gelten lassen, denn unsere gesamte Erfahrung bezieht sich, soweit es sich um Messungen an zwei verschiedenen Orten handelt, auf die Zeitmaßzahlen t, kann also über die objektiven Zeiten T prinzipiell nichts aussagen.

§ 8. Zweite Auffassung. Bezieht man die EINSTEINsche Zeitdefinition, wie das im vorigen Paragraphen geschehen ist, auf die Zeitmaßzahlen t, so ist sie eine einwandfreie willkürliche Fest-

---

[1]) A. EINSTEIN, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 4, 424, 1908.

setzung, eine rein mathematische Transformationsvorschrift, die zu den Grundlagen der Lorentztransformation gehört. Dann kann man aber aus ihr keine physikalische Folgerung ziehen. Will man das tun, so muß man entweder, wie das meistens zu geschehen scheint, stillschweigend T mit t verwechseln, oder man muß diese Verwechselung mit Bewußtsein einführen, also die Hypothese aufstellen: Die nach EINSTEIN synchronisierten Uhren bestimmen die objektive Gleichzeitigkeit. Damit ist die zweite Auffassung der EINSTEINschen Zeitdefinition gegeben; man schreibt damit den Störungen im elektromagnetischen Felde die Eigenschaft zu, daß sie in letzter Linie die objektive Zeit feststellen.

Tut man das, so sind die Folgerungen, welche in § 7 unter Nr. 1 bis 3 abgelehnt wurden, ohne weiteres berechtigt. Die Gleichung $\tau' = \frac{\tau}{\varepsilon}$ ist dahin zu deuten, daß die objektive Zeiteinheit in einem gegen das ausgezeichnete System K bewegten Koordinatensystem K' eine „Lorentzdilatation" erfährt, welche ein Analogon zur räumlichen physischen Lorentzkontraktion bildet. (Die Periode τ einer Normaluhr ist hierbei das Analogon zur Längeneinheit λ; dem zu messenden Objekt Δ ist hier analog ein beliebiger anderer zu messender Zeitraum; es entspricht also der Analogie, daß sich alle objektiven Zeiträume in demselben Verhältnis dilatieren, wie die normale Periode τ.)

Die nähere Besichtigung zeigt aber alsbald, daß die soeben aufgestellte Hypothese unzulässig ist, denn sie ergibt sofort, daß die objektive Zeit an jeder Stelle des Raumes unendlich vieldeutig, also vollkommen unbestimmt wird.

Man denke sich etwa in dem ausgezeichneten System K zwei Punkte P und Q fixiert, deren in K gemessener Abstand mit l bezeichnet sei. In der Richtung PQ bewegen sich beliebig viele Koordinatensysteme K^N, und in jedem derselben seien zwei Punkte A^N und B^N so ausgewählt, daß in einem gegebenen Zeitpunkt für alle Systeme A^N mit P und B^N mit Q koinzidiert. v^N sei die Geschwindigkeit des Systems K^N gegen K, positiv gerechnet in der Richtung von P nach Q hin. Ist dann, wie bisher, $\varepsilon^N = \sqrt{1 - \frac{v^{N^2}}{c^2}}$, so ist der in K^N gemessene Abstand $\overline{A^N B^N} = \frac{l}{\varepsilon}$. Setzt man also für alle Systeme die Zeit in A^N gleich Null, so

ist die K^N-Zeit in B^N und damit in $Q = -\frac{l v^N}{\varepsilon^N c^2}$. Dieser Ausdruck hängt aber von dem Werte v^N ab, ist also, da man für v^N beliebige Werte wählen kann, unendlich vieldeutig. Erteilt man einem Teile der v^N negative Werte, so kommt man zu dem Resultat, daß die Zeit in Q gegenüber derjenigen in P Vergangenheit oder Zukunft ist, je nachdem man das zeitbestimmende Koordinatensystem auswählt. Solange es sich um Zeitmaßzahlen handelt, ist dagegen nichts einzuwenden; soll die Folgerung aber die objektive Zeit betreffen, so würde folgen, daß die objektive Zeit in Q gegenüber derjenigen in P gleichzeitig Vergangenheit und Zukunft ist, und damit verliert das Wort Zeit offenbar allen Sinn.

Übrigens ist zu bemerken, daß die EINSTEINsche Lichtuhr die unter § 7, Nr. 1, behandelte Eigenschaft, ihren Gang nicht zu ändern, wenn sie in geeigneter Stellung aus einem Koordinatensystem K in ein zweites Koordinatensystem K^N versetzt wird, auch dann beibehält, wenn man unter „Zeit" die objektive Zeit versteht. Ihr Verhalten widerspricht also der auf Grundlage der zweiten Auffassung unabweisbaren Folgerung, daß alle Perioden in bewegten Systemen eine Lorentzdilatation erfahren.

Fragt man schließlich, woran es liegt, daß nicht die geometrische Lorentzkontraktion, wohl aber die zeitliche Lorentzdilatation auf einen inneren Widerspruch führt, so lautet die Antwort: Im Raume sind unterscheidbare Objekte gegeben, und die Lorentzkontraktion trifft nicht den Raum, sondern diese Objekte; in der Zeit dagegen sind keine Objektgrenzen unterscheidbar, und die Dilatation betrifft die Zeit selbst.

§ 9. MINKOWSKIs Grundlagen. Es mag noch bemerkt werden, daß die auf die Längenmessungen bezüglichen Hauptergebnisse unserer ganzen Untersuchung sich direkt aus MINKOWSKIs geometrischer Darstellung der Lorentztransformation ablesen lassen. Um die MINKOWSKIschen Grundlagen nicht reproduzieren zu müssen, verweise ich auf die Auseinandersetzung bei LAUE[1]). MINKOWSKI stellt zunächst die Universalzeit als vierte Koordinate, welche auf den drei Raumkoordinaten senkrecht steht, dar; er zieht den Schluß, daß man auch ein be-

---

[1]) LAUE, Relativitätsprinzip. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, I. Aufl., S. 42, II. Aufl., S. 52.

liebiges t^N als „Zeit" in Anspruch nehmen kann, daß aber dann die Zeitachse schief zu den Raumkoordinaten steht. Steht in LAUEs Fig. 5 der ersten, Fig. 6 der zweiten Auflage die Zeitachse der u senkrecht auf der Achse der x, so ist die Maßfläche für die Längen eine Kugel; die drei Maßeinheiten OX, OY, OZ sind einander gleich, es wird also nach allen Richtungen mit derselben Längeneinheit gemessen. Dies entspricht unserem System K. In Systemen, welche relativ zu K bewegt sind, wird die Maßfläche zum Ellipsoid, an die Stelle von OX tritt die Längeneinheit OX'; dies entspricht unserer Gleichung $\lambda_x^N = \varepsilon^N \lambda$. Sind die in der Figur auftretenden Hyperbeln unter Beziehung auf beliebige konjugierte Achsen gegeben, so kann man jederzeit ihre aufeinander senkrecht stehenden Hauptachsen konstruieren; dies entspricht unserer Behauptung, daß das ausgezeichnete System K durch Beobachtungen im System K^N gefunden werden kann.

Zusammenfassung. Die EINSTEINsche Definition der Gleichzeitigkeit bildet eine korrekte Grundlage der Lorentztransformation, wenn man unter „Zeit" die Zeitmaßzahl versteht. Jede Deutung, welche darüber hinausgeht, beruht auf einer unzulässigen Verwechselung der Zeitmaßzahl mit der objektiven Zeitgröße. Dies trifft insbesondere auch die von EINSTEIN mehrfach gezogene Folgerung, wonach periodische Bewegungen von selbst ihre Periode nicht bloß im kinematischen, sondern auch im physikalischen Sinne so ändern sollen, daß sie der Bedingung $\tau' = \frac{\tau}{\varepsilon}$ genügen, wenn das Koordinatensystem, in welchem sie stattfinden, in Bewegung gesetzt wird.

Als physikalischer Inhalt des „gewöhnlichen" Relativitätsprinzips ist nach den gesamten vorangehenden Erörterungen nur die physische Lorentzkontraktion zulässig. Nimmt man sie an, so ist sie gleichzeitig der verifizierbare Inhalt des Prinzips. Der rein kinematische Inhalt desselben ist als bloß mathematische Operation einer experimentellen Verifikation weder fähig noch bedürftig; nur müssen die Folgerungen, welche man aus ihm zieht, wenn man sie auf irdische Messungen anwenden will, vorher auf diejenige Art der Messung umgerechnet werden, mit der bei Anstellung der Experimente gearbeitet wurde. Nimmt man die

physische Lorentzkontraktion an, so wird die Umrechnung für Längenmessungen gegenstandslos.

Der Inhalt meiner beiden Abhandlungen berührt sich mehrfach mit Gedankengängen von WIECHERT[1]), WEINSTEIN[2]) und GEHRCKE[3]). Ein näheres Eingehen auf die Berührungspunkte hätte indessen Digressionen nötig gemacht, die ich, um nicht zu lang zu werden, vermieden habe. Ich bitte damit zu entschuldigen, daß keine Einzelzitate angeführt sind.

---

[1]) E. WIECHERT, Relativitätsprinzip und Äther. Phys. ZS. **12**, 689 u. 737, 1911.

[2]) MAX B. WEINSTEIN, Die Physik der bewegten Materie und die Relativitätstheorie. Leipzig 1913.

[3]) E. GEHRCKE, Die gegen die Relativitätstheorie erhobenen Einwände; Die Naturwissenschaften **1**, 62, 1913.

Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen an natürlich drehenden, isotropen Körpern;

von Karl Uller.

(Eingegangen am 22. Oktober 1914.)

---

§ 8. Grundlagen. Im Anschluß an W. VOIGT[1]) kann man die optischen Erscheinungen in drehenden, isotropen und homogenen Körpern darstellen, wenn man, an den elektromagnetischen Feldgleichungen[2]) festhaltend, in der Erregungsgleichung der elektrischen Polarisation $\mathfrak{P}_{eh}$ der erregenden Kraft $\mathfrak{E}$ die Zusatzkraft τ_h rot $\mathfrak{E}$ hinzugesellt. Dadurch tritt in der Energiegleichung des Feldes ein Glied $\sum N_h(\dot{\mathfrak{P}}_m \mathfrak{P}_{eh})$ auf, aber die Strahlung mißt nach wie vor $\mathfrak{R} = V[\mathfrak{E}\mathfrak{M}]$. Die Grenzbedingungen sind also die früheren. τ_h nennen wir die optische Drehkonstante. Wir dürfen annehmen, daß die magnetische Permeabilität stets merklich die des Vakuums sei.

Bei elementarer Schwingungsform der Welle wird

$$\alpha_h P_{eh} = E + \tau_h \operatorname{rot} E \tag{1}$$

folglich

$$P_e = \{\varepsilon_0 + \sum_h N_h/\alpha_h\} E + \sum^h \tau_h N_h/\alpha_h . \operatorname{rot} E; \tag{2}$$

Definition einer (komplexen) Dielektrizitätskonstante ist nicht mehr möglich.

Die Feldgleichungen lauten nun

$$\left.\begin{aligned} i\nu\{\varepsilon_0 + \sum N_h/\alpha_h\} E + i\nu \sum \tau_h N_h/\alpha_h . \operatorname{rot} E &= \quad V \operatorname{rot} M \\ i\nu \mu_0 M &= -V \operatorname{rot} E \\ \operatorname{div} E = 0; \quad \operatorname{div} M &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

---

[1]) W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) 18, 655, 1905.

[2]) Siehe z. B. K. ULLER, Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen. Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 875, 1914.

Sonach die Wellengleichung für $\mathfrak{E}$

$$\left.\begin{aligned} -\operatorname{rot}\operatorname{rot} E + b E + c \operatorname{rot} E = 0 \\ b = \nu^2 \mu / V^2 \cdot \{\varepsilon_0 + \Sigma N_h/\alpha_h\}; \quad c = \nu^2 \mu / V^2 \cdot \Sigma \tau_h N_h / \alpha_h \end{aligned}\right\} \qquad 4)$$

Für Planwellen geht sie über in

$$(\mathfrak{w}^2 - b)\mathfrak{e} + ic[\mathfrak{w}\mathfrak{e}] = 0 \qquad 5)$$

während für den magnetischen Wellenvektor wie früher gilt

$$\mathfrak{m} = V/\nu\mu_0 . [\mathfrak{w}\mathfrak{e}] \qquad 6)$$

Die Wellen sind also kreispolarisiert; die Rotationsachsen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ fallen zusammen und weisen in dieselbe Richtung.

Die Divergenzlosigkeit von $\mathfrak{E}$ verlangt $(\mathfrak{e}\mathfrak{w}) = 0$. Die allgemeine Lösung dieser Bedingung ist von der Form $\mathfrak{w} = [\gamma\mathfrak{e}]$, wo γ ein willkürlicher konstanter Vektor ist. Damit geht die Wellengleichung 5) über in

$$\{\mathfrak{w}^2 - b + ic(\gamma\mathfrak{e})\}\mathfrak{e} = 0,$$

also, da $\mathfrak{w}^2 = -(\gamma\mathfrak{e})^2$ ist,

$$(\mathfrak{w}^2 - b)^2 = c^2\mathfrak{w}^2,$$

was wir auch schreiben können

$$(\mathfrak{w}^2 - b)^2 - c^2(\mathfrak{w}^2 - b) - c^2 b = 0 \qquad 7)$$

woraus sich ergibt

$$\mathfrak{w}^2 = b + c^2/2 \pm \sqrt{c^4/4 + c^2 b} = a^{\pm} \qquad 8)$$

Der Doppelzeiger an a soll dem doppelten Wurzelvorzeichen entsprechen. Es gibt also zwei Wellenkonstanten a^+ und a^-, die den Grundgleichungen genügen, und demzufolge zwei verschiedene Wellen.

Mit Gl. 7) und 8) wird nun

$$\begin{aligned} (\mathfrak{w}^2 - b)/c &= c/2 \pm \sqrt{c^2/4 + b} = \pm\sqrt{\mathfrak{w}^2} \\ &= \pm\sqrt{a^{\pm}} = \pm\sqrt{b + c^2/2 \pm \sqrt{c^4/4 + c^2 b}} \end{aligned} \qquad 9)$$

in dem letzten Ausdruck gehören die $\pm$-Zeichen vor den beiden Wurzeln zusammen. Mit Hilfe von 9) und 6) geht 5) nun über in

$$\mathfrak{e}^{\pm} = \frac{i}{\pm\sqrt{a^{\pm}}}[\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{w}^{\pm}] = \frac{-i}{\pm\sqrt{a^{\pm}}}\frac{\nu\mu}{V}\mathfrak{m}^{\pm} \qquad 10)$$

Für die **Strahlung** ungedämpfter Wellen erhalten wir mit 10)

$$\overline{\mathfrak{R}}^{\pm} = \pm\frac{V^2}{\nu\mu}e^{2(\mathfrak{w}^{\pm''}\mathfrak{r})}\cdot{}^1/_2\{\sqrt{a^{\pm}}+\sqrt{a^{\pm *}}\}[\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm *}]/2i \qquad 11)$$

Die Strahlung läuft also stets parallel der Rotationsachse von $\mathfrak{E}$, also auch von $\mathfrak{M}$. Bilden wir noch

$$(\overline{\mathfrak{R}}^{\pm}[\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm *}])/2i = \pm\frac{V^2}{4\nu\mu}e^{2(\mathfrak{w}^{\pm''}\mathfrak{r})}\cdot{}^1/_2\{\sqrt{a^{\pm}}+\sqrt{a^{\pm *}}\}(\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm *})^2 \qquad 12)$$

so sehen wir, daß für die $\pm$-Welle: $\pm\overline{\mathfrak{R}}$ Achse der Rotation ist. Dabei eilt die **Phase** von $\mathfrak{M}$ der von $\mathfrak{E}$ voraus um

$$^1/_2 \operatorname{arctang} a^{\pm''}/a^{\pm'}. \qquad 13)$$

Beide Wellen schwingen transversal.

§ 9. **Einfall einer elektromagnetischen Planwelle gegen einen natürlich drehenden, isotropen Körper.** Die Treffläche sei eben. Die Rechnung vollzieht sich in Anlehnung an § 7. Im zweiten Medium haben wir noch eine zweite gebrochene Welle anzusetzen. Natürlich würden die beiden Grenzbedingungen nicht genügen, um die drei Unbekannten $\mathfrak{e}_d^+$, $\mathfrak{e}_d^-$ und $\mathfrak{e}_r$ zu bestimmen, wenn nicht Gl. 10) im vorigen Abschnitt bestünde, in der $\mathfrak{w}_d^{\pm}$ durch das Koexistenzgesetz der Wellennormalen bekannt ist. Entsprechend den Ausführungen des genannten Paragraphen bekommen wir, wenn wir noch den magnetischen Wellenvektor $\mathfrak{m}$ durch den elektrischen darstellen:

$$-(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])-(\mathfrak{e}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}])-i\sqrt{a_2^+}(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})+i\sqrt{a_2^-}(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})=0 \qquad 1)$$

$$a_1(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})+a_1(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})-a_2^+(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})-a_2^-(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})=0 \qquad 2)$$

$$-(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}])$$
$$-(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})\,i\sqrt{a_2^+}(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})+(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})\,i\sqrt{a_2^-}(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})=0 \qquad 3)$$

$$(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})+(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})=0 \qquad 4)$$

Sonach

$$(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}) : (\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k}) : (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) : (\mathfrak{e}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) : 1 =$$

$$\left|\begin{array}{ccccc} -i\sqrt{a_2^+} & +i\sqrt{a_2^-} & 0 & -1 & -(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) \\ -a_2^+ & -a_2^- & +a_1 & 0 & a_1(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) \\ -i\sqrt{a_2^+}(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) & +i\sqrt{a_2^-}(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) & 0 & -(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}) & -(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) \\ -(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) & -(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) & +(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}) & 0 & (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) \end{array}\right|$$

oder

$$\begin{aligned}(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}) = &-\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_1(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-a_2^-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])/N \\ &+i\sqrt{a_2^-}\,a_1\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})/N \qquad 5)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k}) = &\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_1(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-a_2^+(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])/N \\ &+i a_1\sqrt{a_2^+}\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})/N \qquad 6)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) = &\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_2^-(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-a_2^+(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])/N \\ &+i\sqrt{a_2^+}\{(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_2^-(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-a_1(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})/N \\ &+i\sqrt{a_2^-}\{(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_2^+(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-a_1(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})\}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})/N \qquad 7)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}N = &\,i\sqrt{a_2^+}\{(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_1(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-a_2^-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\} \\ &+i\sqrt{a_2^-}\{(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\{a_1(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-a_2^+(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\} \qquad 8)\end{aligned}$$

Jetzt multiplizieren wir Gl. 1) und 7) des § 7 vektoriell mit $\mathfrak{k}$:

$$[\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}]+[\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}]-[\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}]-[\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k}]=0$$

$$\begin{aligned}&(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})[\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}]-(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]+(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})[\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}]-(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}] \\ &-(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})[\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}]+(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]-(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})[\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k}]+(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]=0.\end{aligned}$$

Indem wir $[\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}]$ eliminieren und

$$[\mathfrak{e}_d^\pm\mathfrak{k}] = \mp\frac{i}{\sqrt{a^\pm}}\{\mathfrak{e}^\pm(\mathfrak{w}^\pm\mathfrak{k})-\mathfrak{w}^\pm(\mathfrak{e}^\pm\mathfrak{k})\}$$

benutzen, erhalten wir neben den Gl. 1) und 7) des genannten § 7 die gesuchte dritte unabhängige Gleichung:

$$\begin{aligned}&\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}[\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}]-\{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})+(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})+(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})+(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})\}[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}] \\ &+\frac{i}{\sqrt{a_2^+}}(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})\{(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\mathfrak{e}_d^+-\frac{i}{\sqrt{a_2^-}}(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})\{\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\mathfrak{e}_d^- \\ &-\frac{i}{\sqrt{a_2^+}}(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})\{(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\mathfrak{w}_d^+ +\frac{i}{\sqrt{a_2^-}}(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})\{(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})-(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\mathfrak{w}_d^- = 0 \qquad 9)\end{aligned}$$

*

Nunmehr wird

$$\mathfrak{e}_r : \mathfrak{e}_d^+ : \mathfrak{e}_d^- : 1 =$$

$$\begin{vmatrix}
+1 & -1 & -1 & \mathfrak{e}_i - \{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})\}\,\mathfrak{k} \\
+(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}) & -(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) & -(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) & \begin{aligned}&(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{e}_i - \{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})\}\,\mathfrak{w}_i \\ &+\{(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})] - (\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})] \\ &\qquad - (\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})]\}\,\mathfrak{k}\end{aligned} \\
0 & \begin{aligned}&\frac{i}{\sqrt{a_2^+}}(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) \times \\ &\{(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\end{aligned} & \begin{aligned}&\frac{-i}{\sqrt{a_2^-}}(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) \times \\ &\{(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\end{aligned} & \begin{aligned}&\{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})\}\,[\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}] - \{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})\}\,[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}] \\ &-\left\{\frac{i}{\sqrt{a_2^+}}(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})] - \frac{i}{\sqrt{a_2^-}}(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})]\right\}\mathfrak{w}_i \\ &+\left\{\frac{i}{\sqrt{a_2^+}}(\mathfrak{e}_d^+\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})][(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k})]\right. \\ &\left.-\frac{i}{\sqrt{a_2^-}}(\mathfrak{e}_d^-\mathfrak{k})[(\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})][(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) - (\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k})]\right\}\mathfrak{k}\end{aligned}
\end{vmatrix} \qquad 10)$$

Es ist also $\mathfrak{e}_r$ von der Form

$$\begin{aligned}\mathfrak{e}_r = A_{er}\,\mathfrak{e}_i + B_{er}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{w}_i + C_{er}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})\,\mathfrak{k} + D_{er}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])\,\mathfrak{w}_i + E_{er}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])\,\mathfrak{k} \\ + F_{er}[\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}] + G_{er}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}] + H_{er}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}];\end{aligned} \qquad 11)$$

entsprechend gebaute Ausdrücke für $\mathfrak{e}_d^+$ und $\mathfrak{e}_d^-$.

Man sieht, daß wieder sein muß

$$(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}) = -(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) \qquad 12)$$

und ferner

$$(\mathfrak{w}_d^+\mathfrak{k}) = +\sqrt{a_2^+ - a_1 + (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})^2}; \qquad (\mathfrak{w}_d^-\mathfrak{k}) = +\sqrt{a_2^- - a_1 + (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})^2}. \qquad 13)$$

Flensburg, 30. September 1914.

Daguerreotypien mittels Cadmiumdampfes;
von A. Kalähne und W. Federlin.

Vorläufige Mitteilung.

(Eingegangen am 28. Oktober 1914.)

Daguerreotypien werden, woran hier kurz erinnert sei, so hergestellt, daß man Silberplatten durch Einlegen in Joddampf mit einer lichtempfindlichen Jodsilberschicht überzieht, in einer photographischen Kamera oder durch Kontaktdruck belichtet und in Quecksilberdampf entwickelt. Die Wirkung des Quecksilberdampfes auf diese jodierten und belichteten Silberplatten besteht darin, daß sich an den belichteten Stellen Quecksilber absetzt, wodurch das bis dahin latente Bild sichtbar wird. Die Frage, ob auch andere Metalldämpfe diese Eigenschaft des Quecksilberdampfes teilen, sich an den belichteten Stellen einer Daguerreotypplatte niederzuschlagen, sollte durch Versuche festgestellt werden. Untersuchungen über diese Frage sind insofern von Wichtigkeit, weil es vielleicht möglich ist, auf diese Weise in die noch recht unklaren Vorstellungen über die photographischen Vorgänge in der Daguerreotyp- und auch der Bromsilberplatte einiges Licht zu bringen.

Über die bisher erhaltenen Ergebnisse berichten wir in dieser vorläufigen Mitteilung, um die Veröffentlichung nicht auf unbestimmte Zeit hinausschieben zu müssen. Die Versuche konnten in der Kriegszeit zunächst nicht fortgesetzt werden, und es ist bis jetzt nur ein Metalldampf (Cadmium) unter sehr einfachen Versuchsverhältnissen untersucht worden. Aus diesem Grunde ist es auch angebracht, theoretische Erörterungen auf spätere Veröffentlichungen zu verschieben, und wir beschränken uns in dieser Mitteilung wesentlich darauf, kurz die gesteckten Ziele und die Arbeitsweise anzugeben.

Es sei nur darauf hingewiesen, daß vielleicht die Kondensationserscheinungen des Quecksilberdampfes und anderer Metalle an den belichteten Stellen einer Daguerreotypplatte mit den Kondensationserscheinungen des Wasserdampfes an Elektronen in Vergleich gestellt werden können, die ja in den letzten Jahren

genauer untersucht worden sind. Schon MOSER[1]), BESSEYRE[2]), TESTELIN[3]) und andere haben darauf hingewiesen, daß wahrscheinlich die Kondensation des Quecksilberdampfes nicht auf einen chemischen Prozeß (Amalgamierung) zurückzuführen sei, sondern daß physikalische Veränderungen des Jodsilbers maßgebend seien.

Für unsere Versuche war es wichtig, zunächst ein Metall zu wählen, dessen Siedepunkt nicht zu hoch liegt und dessen Dampf sich nicht zu stark oxydiert. Am günstigsten schien uns Cadmium, dessen Siedepunkt bei 780° liegt, auch wegen seiner chemischen Ähnlichkeit mit Quecksilber. Wir benutzten für unsere Versuche das von KAHLBAUM in Berlin bezogene sehr reine „Cadmium Kahlbaum".

Die Versuchsanordnung war folgende: Versilberte und blank polierte Kupferplatten wurden jodiert, das heißt ungefähr fünf Minuten in einem Holzkasten Joddämpfen ausgesetzt. Die jodierten Platten wurden unter einem photographischen Glasnegativ 10 Minuten lang in diffusem Tageslicht belichtet und dann Cadmiumdämpfen ausgesetzt.

Die Einrichtung hierfür war folgende: Auf einem Sandbade stand ein Glaszylinder von ungefähr 20 cm Höhe und 10 cm Durchmesser. Dieser Glaszylinder konnte oben durch eine passende Glasschale abgeschlossen werden. Glaszylinder und Schale waren mit rotgefärbtem Asbestpapier beklebt, um falsches Licht während des Versuches abzuhalten. Der ganze Apparat stand unter einem lichtdicht abgeschlossenen Abzug einer Dunkelkammer. In dem Glaszylinder war eine Vorrichtung angebracht, welche gestattete, die belichtete Daguerreotypplatte in wagerechter Lage der Einwirkung von Cadmiumdämpfen auszusetzen. Am Boden des Glaszylinders befand sich eine Porzellanschale mit Cadmiumspänen. Das Sandbad wurde durch einen Bunsenbrenner erhitzt. Während des Versuches wurde der Glaszylinder durch die erwähnte, mit Asbest bekleidete Glasschale geschlossen und außerdem noch durch Watte gegen jede Belichtung von der Bunsenflamme abgedichtet.

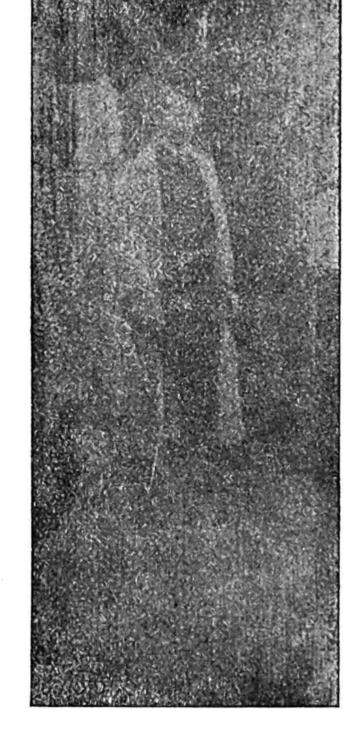
---

1) L. MOSER, Pogg. Ann. **56**, 190, 1842.

2) G. BESSEYRE, National, 2. Okt. 1839; Dinglers Polytechn. Journ. **74**, 199, 1839.

3) TESTELIN, Essai de théorie sur la formation des images photographiques rapportée à une cause électrique. 1860.

Die Temperatur der Cadmiumspäne in der Schale am Boden des Zylinders wurde auf 120 bis 150° C gehalten. Nach drei Stunden erschienen auf der belichteten Platte die ersten Spuren eines Bildes, und nach sieben Stunden war das Bild deutlich sichtbar. Nachdem die Platte so entwickelt war, wurde sie mit 10 prozentiger Natriumthiosulfatlösung fixiert, wodurch das Jodsilber weggelöst wird, gewässert und getrocknet. Die Farbe des Niederschlages ist bräunlich, während der mit Quecksilber erzeugte blaugrau aussieht.



Die beigegebene Figur zeigt eine solche, vermittelst Cadmiumdampfes hergestellte Daguerreotypie in Reproduktion. Von der Daguerreotypieplatte wurde durch Abphotographieren ein gewöhnliches Bromsilbernegativ hergestellt und der Positivabzug von diesem zur Reproduktion benutzt. Als primäres Negativ zur Herstellung der Daguerreotypie wurde eine Porträtaufnahme mit großen Kontrasten gewählt (weißer Mantel auf dunkelem Grunde). Die Flecken sind durch Fehler der Jodsilberplatte und nachträgliches Betasten beim Herumzeigen der fertigen Daguerreotypplatte verursacht.

Die Untersuchungen sollen, wie gesagt, auch auf andere Metalldämpfe ausgedehnt werden. Die oben beschriebene Apparatur diente nur für die vorbereitenden Versuche. Wir beabsichtigen fernerhin im Vakuum zu arbeiten, damit einerseits die Verdampfung der Metalle erleichtert und andererseits die Oxydation verhindert wird und reinere Versuchsbedingungen geschaffen werden.

Technische Hochschule Danzig-Langfuhr,
Photophysikalisches Laboratorium.

Oktober 1914.

Der Helmholtzsche Wellentypus bei erzwungenen Saitenschwingungen;

von A. Kalähne.

(Eingegangen am 28. Oktober 1914.)

Einleitung.

§ 1. In einer Reihe von Arbeiten, die zum Teil in schwer zugänglichen Zeitschriften erschienen sind, hat kürzlich Raman [1]) gewisse Probleme der erzwungenen Saitenschwingungen mit einer im wesentlichen der alten Meldeschen nachgebildeten Versuchsanordnung weiter untersucht. Es handelte sich besonders um die Erregung und Unterhaltung von Schwingungen bestimmter Frequenz durch periodische Kräfte von anderer Frequenz. Dabei wurde auch die sonst meist vernachlässigte und unberücksichtigt gelassene Restbewegung an den Knoten der Saitenschwingung genauer untersucht. Eine der daselbst veröffentlichten photographischen Abbildungen dieser Bewegung veranlaßt mich, auf die Verwandtschaft zwischen dieser Bewegungsform der Saitenschwingungen und der aus der Helmholtzschen Theorie folgenden Form der Luftschwingungen in offenen Röhren (Orgelpfeifen) hinzuweisen. Die von Raman erhaltene Photographie ist, worauf die folgenden Zeilen aufmerksam machen sollen, eine indirekte Bestätigung der Richtigkeit der Helmholtzschen Theorie. Es sei gestattet, dies hier genauer zu erörtern. Zugleich sollen diese Darlegungen, die der Natur der Sache nach zum großen Teil Bekanntes enthalten, dazu dienen, auf gewisse Ungenauigkeiten in der gewöhnlichen, elementaren Vorstellung über die Natur der meisten als stehende Wellen angesehenen Bewegungen hinzuweisen, die besser durch eine der Helmholtzschen Schwingungstheorie angepaßte ersetzt werden würde.

Gewöhnlich begnügt man sich bei der Einteilung der verschiedenen ungedämpften Wellenarten mit der Unterscheidung

---

[1]) C. V. Raman, Bull. of the Indian Assoc. for the Cultiv. of Science Nr. 2, 3, 5, 6, 1909—1912; Phys. Rev. **32**, 309, 1911; Phil. Mag. (6) **21**, 615, 1911.

in fortschreitende und stehende Wellen schlechthin und berücksichtigt die Zwischenstufen überhaupt nicht. In Wirklichkeit sind aber gerade diese Zwischenformen die in der Natur vorkommenden Wellenformen; die reinen, d. h. unverändert fortschreitenden Wellen sind ebenso wie die vollkommenen stehenden Wellen ideale Grenzfälle. Von der Dämpfung, die bei wirklichen Schwingungen immer vorhanden ist und die Wellenform noch weiter verändert, werde zunächst ganz abgesehen. Der Grund für die Bevorzugung jener beiden idealen Fälle ist offenbar; es sind die einfachsten typischen Lösungen der linearen Differentialgleichung der Wellenbewegung. Als solche geben sie ein einfaches und übersichtliches Bild der möglichen Bewegungen. Sie reichen in dieser idealisierten Form auch aus, wenn es sich nur um die Darstellung der Erscheinungen im großen und ganzen handelt, oder wenn — z. B. bei stehenden Wellen — nur die Schwingungsfrequenz berechnet werden soll. Sie reichen aber nicht mehr aus, wenn man die Vorgänge im einzelnen genauer verfolgen will, ganz besonders, wenn bei den sogenannten stehenden Wellen doch noch ein gewisser, nicht zu vernachlässigender Energiebetrag dauernd das schwingende System (z. B. die Saite, die schwingende Luftsäule usw.) entlang wandert, um sie — etwa in Form von Strahlung — an den Enden zu verlassen. Gerade diesen Fall hat HELMHOLTZ[1]) in einer seiner bedeutendsten Arbeiten behandelt und ist dabei zu eigentümlichen Ergebnissen über Form und Fortbewegung der Wellen gekommen, die von den üblichen Vorstellungen erheblich abwichen, obwohl sich diese Wellen einfach aus Sinuswellen zusammensetzen, die mit konstanter Geschwindigkeit gleichförmig fortschreiten. Deshalb werde ich, um eine kurze Bezeichnung zu haben, diesen Wellentypus den HELMHOLTZschen nennen.

Wesen des HELMHOLTZschen Wellentypus.

§ 2. Der HELMHOLTZsche Wellentypus besteht aus sinusförmigen fortschreitenden Wellen, die sich von den gewöhnlichen fortschreitenden Wellen dadurch unterscheiden, daß ihre

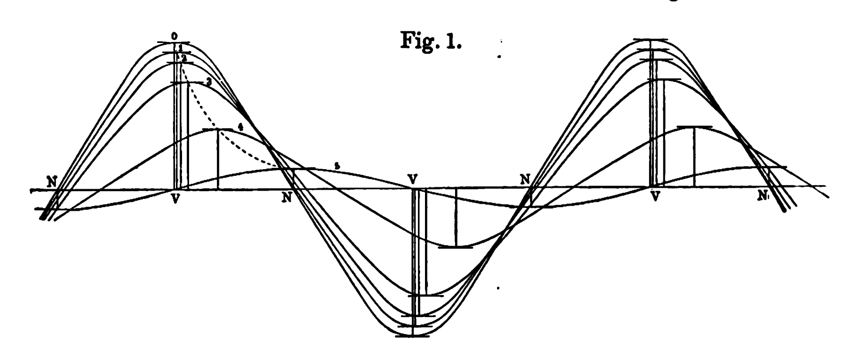
---

[1]) H. v. HELMHOLTZ, Theorie der Luftschwingungen in Röhren mit offenen Enden; CRELLES Journ. f. Math. 57, 1, 1860; OSTWALDS Klassiker d. exakt. Wiss. Nr. 80; Wissensch. Abh. I, S. 303.



Gestalt sich beim Fortschreiten periodisch ändert. Anders ausgedrückt: Die Extremwerte der Elongation, d. h. die Wellenberge und -täler, behalten nicht, wie dort, ihre Höhe konstant bei, sondern sie haben ihre Maximalbeträge beim Passieren gewisser Stellen des Raumes, die in Analogie mit der Bezeichnungsweise bei reinen stehenden Schwingungen „Schwingungsbäuche“ genannt werden; flachen sich beim Fortschreiten zu einem Minimalwert ab, mit dem sie an den „Schwingungsknoten“ vorbeieilen, steigen von da bis zum nächsten Bauch wieder an, und so geht das Spiel weiter. Man erhält für diese Art Wellen das Bild, das BRILLOUIN[1]) in einer französischen Darstellung der HELMHOLTZschen Arbeit auf Grund der Rechnung für einen

Fig. 1.



speziellen Fall gezeichnet hat, und das hier in Fig. 1 wiedergegeben ist. Die Kurven 0, 1, 2, ... 5 stellen die Form der Wellen zu den Zeiten 0, $T/20$, $2\,T/20$, ... bis $T/4$, also für eine Viertelperiode dar. Um auch das Bild für die Zeiten von $T/4$ bis $T/2$ zu bekommen, muß man sich die Kurven 4, 3, 2, 1, 0 weiter nach rechts verschoben denken, so daß sie symmetrisch zu den ursprünglichen Kurven in bezug auf das Maximum der Kurve 5 liegen. T ist die ganze Schwingungsdauer. Die gewöhnliche Sinuswelle würde man erhalten, wenn man die Kurve 0 unverändert mit konstanter Geschwindigkeit nach rechts verschiebt.

Diese Figur läßt auch sofort eine weitere Eigentümlichkeit der HELMHOLTZschen Wellen erkennen, daß nämlich die Wellenberge und -täler (Extremwerte) an den Bauchstellen V, d. h. da, wo sie ihre größten Werte erreichen, sehr langsam fortschreiten,

[1]) M. BRILLOUIN, Journ. de phys. (2) 6, 214, 1887.

ja fast stillzustehen scheinen; daß sie dagegen an den Knoten N, wo sie sehr flach sind, außerordentlich schnell vorübereilen. Umgekehrt bewegen sich die Minima, d. h. die Nullwerte der Welle an den Knoten langsam, an den Bäuchen aber schnell.

Der HELMHOLTZsche Wellentypus steht in der Mitte zwischen den unverändert fortschreitenden Wellen und den reinen stehenden Wellen, die in der elementaren Theorie der Pfeifen- und Saitenschwingungen benutzt werden. Er ist der allgemeinere, und wenn man die in den HELMHOLTZschen Schlußformeln durch Verfügung über die Konstanten getroffene Spezialisierung beseitigt, der allgemeinste überhaupt mögliche Typus ungedämpfter ebener Wellen. Zur näheren Erläuterung müssen die HELMHOLTZschen Formeln und ihre Ableitung hier mitgeteilt werden.

Die bekannte Differentialgleichung ebener Wellen, die in der x-Richtung fortschreiten,

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \text{ (}c = \text{Fortpflanzungsgeschwindigkeit)} \qquad 1)$$

geht bei Annahme sinusförmiger Abhängigkeit der Wellenkoordinate φ von der Zeit t, d. h. bei Annahme eines einfachen Tones, durch Abspaltung des Zeitfaktors $\sin kct$ bzw. $\cos kct$ über in die Gleichung der Normalfunktionen des Raumes, in dem die Wellen laufen,

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + k^2 \Psi = 0. \qquad 2)$$

Hier ist Ψ eine Normalfunktion des betrachteten Raumes,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n}{c} = \frac{2\pi N}{c}$$

eine der Schwingungszahl direkt, der Wellenlänge λ umgekehrt proportionale Konstante, N die sekundliche Schwingungszahl (Frequenz), n die zyklische Schwingungszahl (Kreisfrequenz). Die Integration von (2) gibt bekanntlich die Partikularintegrale $\Psi = \sin kx$ und $\Psi = \cos kx$ bzw. das allgemeine Integral $A \sin kx + B \cos kx$ mit den willkürlichen Konstanten A und B. Damit erhält man weiter die allgemeinste Form der Funktion φ

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \Psi^* \cos 2\pi Nt + \Psi^{**} \sin 2\pi Nt \\ &= (A \sin kx + B \cos kx) \cos 2\pi Nt \\ &\quad + (C \sin kx + D \cos kx) \sin 2\pi Nt \end{aligned}\right\} \qquad 3)$$

wobei beliebig statt des Argumentes $2\pi Nt$ auch nt oder kct geschrieben werden kann[1]). Diesen Ausdruck φ benutzt HELMHOLTZ zur Darstellung der Wellenbewegung im Inneren der zylindrischen Röhre, nur wird noch durch passende Wahl des Anfangspunktes der Zeit der Koeffizient C gleich Null gemacht, wodurch die Zahl der zu berechnenden Konstanten sich um eine verringert.

In der HELMHOLTZschen Abhandlung ist φ das Geschwindigkeitspotential, aus dem durch Differentation die Geschwindigkeit

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

der Luftteilchen folgt. Dieselben Gleichungen 1), 2), 3) gelten aber auch, wenn φ irgend eine beliebige der periodisch veränderlichen Größen irgend einer ebenen Wellenbewegung darstellt, z. B. die seitliche Elongation bei einer Transversalwelle.

HELMHOLTZsche Wellen in offenen Gassäulen (Pfeifen).

§ 3. Unter Zugrundelegung gewisser Voraussetzungen — nämlich 1. Rohrlänge groß gegen die Rohrweite, 2. Wellenlänge des in der Röhre erzeugten Tones ebenfalls groß gegen die Rohrweite und die Dimensionen der Rohrmündung — ergibt sich nach HELMHOLTZ, daß Gleichung 3) bzw. die durch Nullsetzen von C daraus hervorgehende einfachere Gleichung

$$\varphi = (A \sin kx + B \cos kx) \cos 2\pi Nt + D \cos kx \sin 2\pi Nt \qquad 3\text{a})$$

mit großer Annäherung denjenigen Bewegungszustand im Rohrinneren darstellt, zu dem im Außenraum eine von der Mündung aus fortschreitende, mit wachsender Entfernung immer mehr in eine Halbkugelwelle übergehende Welle entspricht, wenn man die Konstanten in folgender Weise bestimmt

$$B = -A \operatorname{tg} k\alpha, \qquad D = -\frac{k^2 A Q}{2\pi} = \frac{2\pi A Q}{\lambda^2} \qquad 4)$$

Darin bedeutet Q den Röhrenquerschnitt in dem von der Mündung entfernteren Teile der Röhre, α die „Mündungskorrektion", eine gegen die Wellenlänge λ kleine Länge, deren Wert von der besonderen Form der Röhre abhängt. Diese Korrektion hat die

[1]) HELMHOLTZ hat statt A, C, D die Bezeichnungen $\frac{A}{k}$, $\frac{\mathfrak{A}}{k}$, $\mathfrak{B}$; B ist gleichbezeichnet.

Bedeutung, daß der in der elementaren Pfeifentheorie als an der Mündung liegend angenommene Verdichtungsknoten (Bauch der Verrückung und Geschwindigkeit) scheinbar um die kleine Strecke α nach außen rückt. Die Amplitudenkonstante A bleibt natürlich noch unbestimmt; sie wird erst bestimmt, wenn die Energie der in der Röhre erzeugten Wellenbewegung gegeben ist.

Durch Einsetzen der Werte 4) in 3 a) wird die letztere

$$\varphi = \frac{A}{\cos k\alpha} \sin k(x-\alpha) \cos 2\pi N t - \frac{A Q k^2}{2\pi} \cos kx \sin 2\pi N t \qquad 5)$$

Hieraus ergibt sich die Geschwindigkeit $\mathfrak{u}$ und Verdichtung $s = (\varrho - \bar{\varrho})/\bar{\varrho}$ der Luftteilchen

$$\mathfrak{u} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{A k}{\cos k\alpha} \cos k(x-\alpha) \cos 2\pi N t + \frac{A Q k^3}{2\pi} \sin kx \sin 2\pi N t \qquad 6)$$

$$s = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{A k}{c \cos k\alpha} \sin k(x-\alpha) \sin 2\pi N t + \frac{A Q k^3}{2\pi c} \cos kx \cos 2\pi N t. \qquad 7)$$

Diese Größen lassen sich in die HELMHOLTZsche Form bringen:

$$\mathfrak{u} = J \cos(2\pi N t + \tau) \qquad 8)$$

$$s = L \sin(2\pi N t + \tau'), \qquad 9)$$

wenn man setzt

$$J = A k \sqrt{\frac{\cos^2 k(x-\alpha)}{\cos^2 k\alpha} + \frac{k^4 Q^2}{4\pi^2} \sin^2 kx}, \qquad 10)$$

$$\operatorname{tg} \tau = -\frac{\dfrac{k^2 Q}{2\pi} \sin kx}{\dfrac{\cos k(x-\alpha)}{\cos k\alpha}} \qquad 11)$$

und

$$L = \frac{A k}{c} \sqrt{\frac{\sin^2 k(x-\alpha)}{\cos^2 k\alpha} + \frac{k^4 Q^2 \cos^2 kx}{4\pi^2}}, \qquad 12)$$

$$\operatorname{tg} \tau' = \frac{\dfrac{k^2 Q}{2\pi} \cos kx}{\dfrac{\sin k(x-\alpha)}{\cos k\alpha}}. \qquad 13)$$

Diese Formen von u und s zeigen, daß man die Bewegung als eine Schwingung auffassen kann, deren Amplitude und Phase mit dem Orte variiert. Das ist aber gerade das Kennzeichen einer Bewegungsform, die sich zwischen die unverändert fortschreitende Welle (Phase vom Orte abhängig, Amplitude davon unabhängig) und die reine stehende Welle (Phase vom Orte unabhängig, Amplitude davon abhängig) einordnet. Die Brillouinsche Zeichnung läßt erkennen, daß man sie physikalisch als fortschreitende Welle ansehen muß, die während des Fortschreitens periodisch ihre Amplitude, also ihre Gestalt, ändert. Statt dessen kann man sie natürlich auch, mehr mathematisch betrachtet, als Ergebnis der Übereinanderlagerung zweier stehender Wellen oder einer stehenden und einer fortschreitenden oder schließlich zweier gegeneinander fortschreitender Wellen ungleicher Amplitude auffassen. Ein Beispiel für die Zerlegung in zwei stehende Wellen, die man übrigens noch weiter zerlegen kann, bieten die Ausgangsformeln 3) bzw. 3a) und 5) für φ, sowie die daraus abgeleiteten Formeln 6) und 7) für u und s. Um die zweite Zerlegungsart zu erhalten, kann man beispielsweise in 5) das erste Glied durch Auflösung von $\sin k(x-\alpha)$ in zwei zerlegen, von denen man einen Teil des einen mit dem letzten Gliede zu einer fortschreitenden Welle vereinigt, während die übrigen zu einer neuen stehenden Welle zusammengefaßt werden. So erhält man

$$\varphi = \left[\left(A - \frac{A Q k^2}{2\pi}\right)\sin k x - A \operatorname{tg} k\alpha \cos k x\right]\cos 2\pi N t + \frac{A Q k^2}{2\pi}\sin(kx - 2\pi N t). \qquad 14)$$

Diese und die anderen Zerlegungen bieten aber nur vom mathematischen Standpunkte aus Interesse, da die physikalischen Vorgänge durch die Gesamtbewegung und nicht durch einzelne Teile derselben bedingt und bestimmt werden.

Einfluß der Strahlung und Reibung auf die Wellenform in Röhren.

§ 4. Ihre Hauptbedeutung haben die Helmholtzschen Resultate in dem Falle erzwungener bzw. unterhaltener Schwingungen, sei es, daß eine von außen kommende Welle die Luft im Rohrinneren in Mitschwingung versetzt oder daß die Schwingungen im

Inneren selbst erzeugt werden, etwa durch periodische Bewegung einer die Röhre an einem Ende abschließenden Platte. Letzteres kann angenähert durch die Schwingungen einer in diese Verschlußplatte eingesetzten Metallzunge wie bei Zungenpfeifen ersetzt werden. Dann hat man eine am Röhrenende erregte erzwungene Schwingung, die sich als Welle durch die Röhre fortpflanzt und am vorderen offenen Ende in die freie Atmosphäre ausstrahlt.

Die Stärke der Ausstrahlung hängt von Gestalt und Größe der Mündung ab. Bei kleiner Öffnung derselben ist sie selbst klein und wird Null, wenn die Öffnung verschwindend klein ist, d. h. wenn die Mündung fest verschlossen wird. Dann bleibt natürlich die ganze Energie dauernd in der Röhre und man hat den Idealfall einer reinen stehenden Welle. Dauernder Energienachschub von der Erregungsstelle her würde in diesem Falle, da keine Strahlungsdämpfung stattfindet, die Schwingungen schließlich unendlich groß werden lassen, wenn nicht noch die von Helmholtz vernachlässigte Reibungsdämpfung vorhanden wäre. Bei Luftschwingungen in engen Röhren ist der Betrag der durch Reibung zerstreuten Energie, die hauptsächlich an die Wände abgegeben wird, gegen den auf Schallstrahlung entfallenden Betrag keineswegs ganz zu vernachlässigen, selbst dann, wenn die Strahlung durch Freilassen der ganzen Röhrenmündung besonders begünstigt, also recht groß gemacht wird. Genaue Untersuchungen über das Verhältnis zwischen Strahlungs- und Reibungsdämpfung in Röhren bzw. Pfeifen sind allerdings nicht vorhanden. Doch folgt die Richtigkeit dieser Behauptung aus einer Beobachtung, die man leicht an jeder Resonanzröhre — offenen Röhre mit verschiebbarem Stempel zur Änderung der Länge der resonierenden Luftsäule — anstellen kann. Dabei zeigt sich nämlich, daß die der Röhrenmündung näheren Tonmaxima und -minima verwaschener sind und die Lage der zugehörigen Knoten und Bäuche in der Röhre weniger scharf zu bestimmen ist, als die der Mündung ferner, dem Stempel also näher liegenden. Das ist nur dadurch zu erklären, daß die in die Röhre eindringenden Wellen auf ihrem Wege bis zum reflektierenden Stempel und zurück gedämpft werden, so daß in der Nähe der Mündung die Amplituden der einfallenden und der reflektierten Welle schon merklich verschieden sind. Der naheliegende Einwand, daß diese Erscheinung durch die natürlich immer etwas vorhandene zeitliche

Dämpfung der einfallenden Welle verursacht und somit die räumliche Dämpfung beim Fortschreiten nur vorgetäuscht werde, ist nicht stichhaltig. Denn dazu ist die zeitliche Dämpfung der praktisch benutzten Tonquellen — Stimmgabeln — selbst bei hohen Tönen, um die es sich dabei handelt, viel zu gering. Wenn diese primäre Dämpfung ausreichen sollte, um Unschärfe der Knoten und Bäuche zu erzeugen, müßte sie so stark sein, daß der Ton bereits in Bruchteilen einer Sekunde völlig verklingen, also zur Erzeugung von hörbaren Interferenzen unbrauchbar sein würde.

Ist sonach die Reibungsdämpfung in engen Luftsäulen zwar merkbar, so überwiegt doch bei nicht zu kleiner Mündung die Strahlungsdämpfung bedeutend, und man erhält angenähert richtige Resultate, wenn man ungedämpfte Fortpflanzung der Wellen in der Röhre annimmt, welche Annahme zu den HELMHOLTZschen Formeln führt. Berücksichtigung der Reibungsdämpfung würde, wenn die Rechnung dann überhaupt ausführbar wäre, viel kompliziertere Formeln ergeben.

Vergleich zwischen Luftschwingungen in offenen Röhren und erzwungenen Saitenschwingungen.

§ 5. Versuche, die Richtigkeit der HELMHOLTZschen Theorie bezüglich der Form und eigentümlichen Fortbewegung der Wellen in Röhren nachzuweisen, sind nicht ausgeführt worden. Deshalb ist es von Interesse, daß, wie eingangs angedeutet, auf einem anderen Gebiete, nämlich bei den erzwungenen Transversalschwingungen von Saiten die gleiche Art des Fortschreitens, die ruckweise Bewegung der Wellenberge und -täler (Maxima) und der Nullwerte (Minima) direkt beobachtet und die Theorie nach dieser Richtung hin geprüft werden kann.

Genau genommen liegen bezüglich der Energieabgabe und der dadurch erzeugten Dämpfung die Verhältnisse bei den erzwungenen Schwingungen von Saiten und ebenso von Stäben (Zungen, Lamellen), denen an einem Ende, etwa durch Anheften an die Zinke einer Stimmgabel, eine sinusförmige Bewegung aufgezwungen wird, gerade entgegengesetzt wie bei offenen Luftsäulen, die an einem Ende erregt werden. Während bei letzteren die Energieabgabe hauptsächlich durch Strahlung am offenen Ende, durch Reibung längs der Röhre nur zu einem kleinen Teil

erfolgt, findet bei jenen die Energiezerstreuung auf ihrer ganzen Länge statt, sowohl durch Strahlung als auch infolge innerer Reibung. Nur ein Bruchteil der insgesamt zerstreuten Energie wandert durch das ganze System hindurch und verläßt es erst am entgegengesetzten Ende. Dieser Bruchteil ist bei Saiten und Stäben mit fest eingespanntem Ende fast immer sehr klein, besonders wenn die Einspannungsvorrichtung hinreichend schwer und stabil ist, um eine merkliche Bewegung des Saitenendes zu verhindern. An der Befestigungsstelle ist dann ein vollkommener Knoten, durch den keine Energie auf den Halter übertragen wird.

Der Versuch ist in der bekannten, von MELDE [1]) angegebenen Form mit einer dünnen Saite, am besten einem Zwirn- oder Seidenfaden, und einer kräftigen elektromagnetischen Stimmgabel leicht ausführbar und dient in dieser Gestalt seit langem als wirksamer Vorlesungsversuch. Die Saite bildet dabei entweder die Verlängerung der einen Stimmgabelzinke oder steht senkrecht auf der Schwingungsebene der Gabel; sie schwingt je nach ihrer Länge und der willkürlich zu regelnden elastischen Spannung in einer oder mehreren Abteilungen, die durch Stellen geringster Bewegung, die „Knoten“ voneinander getrennt sind. Diese Knoten sind aber keine Stellen vollkommener Ruhe, wie bei reinen stehenden Schwingungen; sie können das nicht sein, weil sonst keine Energie durch sie hindurch übertragen werden könnte, und die an den Knoten vorhandene Restbewegung ist geradezu ein Maß für die von einer Abteilung auf die nächste übergehende Energie. Wegen der gleichmäßig über die Saitenlänge verteilten Dämpfung nimmt die weiterwandernde Energie allmählich ab, bis sie am Endknoten, wenn dieser vollkommen fest ist, den Wert Null, wenn er nicht ganz fest ist, einen gegen den Anfangswert kleinen Betrag erreicht. Bei den Luftschwingungen in Röhren bleibt dagegen, wie früher dargelegt, der durchwandernde Betrag (annähernd) konstant und tritt erst am Ende aus. Trotzdem ist aber die Bewegung in beiden Fällen, den Saiten- und den Luftschwingungen, einander sehr ähnlich, besonders wenn die Dämpfung der Saite nur klein ist, so daß der Energiestrom durch aufeinanderfolgende Knoten annähernd derselbe ist.

---

[1]) F. MELDE, Pogg. Ann. **109**, 192, 1859; **111**, 513, 1860; Wied. Ann. **24**, 496, 1885.

Vergleich der Formeln für räumlich gedämpfte, erzwungene Saitenschwingungen mit den HELMHOLTZschen.

§ 6. Um den Vergleich mit den HELMHOLTZschen Schwingungen deutlich zu machen, muß die Theorie der erzwungenen Saitenschwingungen kurz skizziert werden. Sie ist im wesentlichen bekannt. Man hat die Differentialgleichung 1) der ungedämpften Saitenschwingungen durch ein Dämpfungsglied auf der rechten Seite zu vervollständigen, was auf verschiedene Weise geschehen kann. Ein derartiger Ansatz stammt von WARBURG[1]), ein anderer von HOPKINSON[2]); er läßt sich übrigens mit jenem zu einem allgemeineren vereinigen. Der WARBURGsche Ansatz berücksichtigt die Strahlungsdämpfung, wobei die dämpfende Kraft proportional der jeweiligen Geschwindigkeit der Saitenteilchen angenommen wird, der HOPKINSONsche die Dämpfung durch innere Reibung unter der speziellen Annahme, daß die dämpfende Kraft der zeitlichen Änderung des „stress“, bei Transversalschwingungen der zeitlichen Änderung der Saitenkrümmung proportional ist[3]). Die Differentialgleichungen lauten demnach:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - 2\varepsilon \frac{\partial y}{\partial t} \quad \text{(WARBURG)} \qquad 15)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + k \frac{\partial^3 y}{\partial t \, \partial x^2} \right) \quad \text{(HOPKINSON).} \qquad 16)$$

Darin bedeuten y die seitliche Ausbiegung, c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen, die durch die Spannung der Saite und die Masse ihrer Längeneinheit bestimmt wird, ε und $c^2 k$ die Dämpfungskonstanten[4]). Außer diesen Ansätzen für die Dämpfung sind natürlich noch andere möglich. Wenn die betreffenden Zusatzglieder linear sind wie die obigen, so ändert sich an der Integration der Gleichung nichts Wesentliches, nur

---

1) E. WARBURG, Pogg. Ann. **136**, 89, 1869.

2) J. HOPKINSON, Phil. Mag. (4) **45**, 176, 1873.

3) Die HOPKINSONsche Rechnung faßt ursprünglich nur longitudinale Schwingungen ins Auge; sie läßt sich aber mit etwas anderer Deutung der einzelnen Größen auf Transversalschwingungen übertragen.

4) Das HOPKINSONsche k hat natürlich mit dem HELMHOLTZschen k der Gleichungen 2) bis 13) nichts zu tun.

die dabei auftretenden Koeffizienten erhalten je nach dem besonderen Fall verschiedene Formen und Werte.

Die Integration wird am einfachsten durch Ansatz des Partikularintegrals

$$y = A e^{\lambda x + \mu t} \qquad 17)$$

bewirkt, wobei A eine willkürliche Amplitudenkonstante, λ und μ zwei durch die Säkulargleichung (charakteristische Gleichung), die man durch Einsetzen von 17) in die Differentialgleichung erhält, miteinander verbundene, von den Konstanten der Gleichung und den äußeren Bedingungen abhängige feste Konstanten sind. Alle drei können komplex sein; durch nachträgliche Zerspaltung der Lösung in den reellen und maginären Teil erhält man dann schließlich in bekannter Weise die reellen Lösungen.

Wenn das Problem wie gewöhnlich lautet, die erzwungenen Schwingungen einer am einen Ende (bei $x = 0$) starr befestigten, am anderen Ende (bei $x = l$) einer periodischen sinusförmigen Bewegung

$$y = K \sin \varkappa t \quad \text{oder} \quad y = K' \cos \varkappa t$$

unterworfenen Saite zu bestimmen, so ist

$$\mu = i\varkappa = \varkappa \sqrt{-1}$$

zu setzen; λ wird dann komplex, d. h. man erhält eine örtlich gedämpfte, zeitlich ungedämpfte Schwingung. Die vollständige Lösung hat die Form

$$y = \frac{2K}{\operatorname{Cof} 2\delta l - \cos 2\gamma l} \left\{ \begin{array}{l} - \operatorname{Cof} \delta l \sin \gamma l \operatorname{Sin} \delta x \cos \gamma x \cos \varkappa t \\ + \operatorname{Sin} \delta l \cos \gamma l \operatorname{Cof} \delta x \sin \gamma x \cos \varkappa t \\ + \operatorname{Cof} \delta l \sin \gamma l \operatorname{Cof} \delta x \sin \gamma x \sin \varkappa t \\ + \operatorname{Sin} \delta l \cos \gamma l \operatorname{Sin} \delta x \cos \gamma x \sin \varkappa t \end{array} \right\} \qquad 18)$$

wobei gilt [1])

$$\lambda = \delta + i\gamma \quad \text{und} \quad \mu = \pm i\varkappa. \qquad 19)$$

Die hierdurch erfüllten Grenzbedingungen sind

$$\left. \begin{array}{lll} \text{für } x = 0 & \text{ist} & y = 0 \\ \quad „ \; x = l & \quad „ & y = K \sin \varkappa t \end{array} \right\} \qquad 20)$$

[1]) $\varkappa$ ist die Kreisfrequenz der erzwungenen Schwingung, γ bestimmt die räumliche Periode (Knotenlage). δ die räumliche Dämpfung; l ist die Saitenlänge, K die Schwingungsamplitude des Saitenendes bei $x = l$.

*

Die Lösung 18) läßt sich auch in die Form bringen [1])

$$y = M \sin(\varkappa t + \tau_w), \tag{21}$$

wenn gesetzt wird

$$\left.\begin{aligned} M &= K\sqrt{\frac{\mathfrak{Cof}\, 2\delta x - \cos 2\gamma x}{\mathfrak{Cof}\, 2\delta l - \cos 2\gamma l}} \\ \operatorname{tg}\tau_w &= -\frac{1 - \mathfrak{Ctg}\,\delta x\, \mathfrak{Tg}\,\delta l \operatorname{tg}\gamma x \operatorname{ctg}\gamma l}{\mathfrak{Ctg}\,\delta x \operatorname{tg}\gamma x + \mathfrak{Tg}\,\delta l \operatorname{ctg}\gamma l} \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

Die erste Form, 18), entspricht vollkommen der in Gleichung 3) enthaltenen Form der HELMHOLTZschen Lösung, die zweite, 21), der in den Gleichungen 8) bzw. 9) und den folgenden angegebenen. Außer diesen sind natürlich noch andere Formen möglich, z. B. die auch von WARBURG mitgeteilte, bei der die Schwingung in zwei gegeneinanderlaufende, räumlich gedämpfte Wellen aufgelöst erscheint, die sich übereinanderlagern, ebenfalls in Analogie mit der gleichen Zerlegung der ungedämpften Wellen.

Aus den Eigenschaften der Hyperbelfunktionen folgt — was hier nicht näher dargelegt werden soll —, daß für kleine Werte der räumlichen Dämpfung δ der Verlauf der Größen M und τ_w einerseits, L und τ' [vgl. Gleichung 12) und 13)] andererseits, als Funktionen von x betrachtet, qualitativ derselbe ist. Quantitativ sind natürlich Unterschiede vorhanden, und zwar in dem Sinne, daß die Sprunghaftigkeit der Bewegung der HELMHOLTZschen ungedämpften Wellen bei den gedämpften Wellen weniger schroff ausfällt. Immerhin ist sie noch genügend ausgeprägt, um erkennbar zu sein.

Subjektive Beobachtung des HELMHOLTZschen Wellentypus bei Saitenschwingungen.

§ 7. Man kann die Erscheinung leicht subjektiv beobachten, dagegen weniger leicht objektiv photographisch festhalten. Letzteres

---

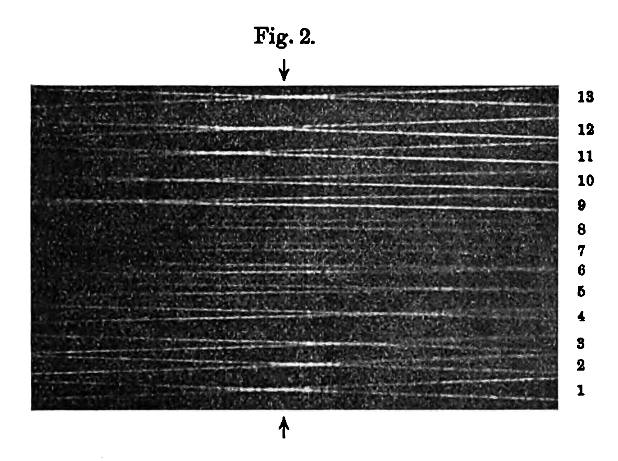
[1]) In den Formeln der WARBURGschen Abhandlung sind einige Druckfehler, die hier verbessert sind. Insbesondere ist in der Formel 3) derselben im Nenner das $+$-Zeichen zwischen die Glieder

$$\operatorname{tg}\gamma x \cdot \frac{e^{\delta x} + e^{-\delta x}}{e^{\delta x} - e^{-\delta x}} \quad \text{und} \quad \frac{e^{\delta l} - e^{-\delta l}}{e^{\delta l} + e^{-\delta l}} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg}\gamma l}$$

zu setzen. Die Verbindungen $e^{\delta x} + e^{-\delta x}$ usw. sind in der vorliegenden Abhandlung durch die Hyperbelfunktionen $2\,\mathfrak{Cof}\,\delta x$ usw. ersetzt.

ist, worauf eingangs hingewiesen wurde, RAMAN gelungen. Die Versuchsanordnung zum subjektiven Studium benutzt die bekannte stroboskopische Methode. Vor der durch eine elektromagnetische Stimmgabel in kräftiger Schwingung erhaltenen Saite — am besten eignet sich ein Faden gewöhnlicher dünner Nähseide dazu — wird eine stroboskopische Scheibe in gleichmäßige Drehung versetzt. Ist die Zahl der in der Sekunde vorübergehenden Schlitze genau gleich der Schwingungszahl des Fadens, so sieht man die momentane Schwingungsfigur feststehen. Ist die Drehgeschwindigkeit der Scheibe und damit die Zahl der in der Sekunde vorübergehenden Schlitze aber größer oder kleiner, so sieht man in bekannter Weise die aufeinanderfolgenden Phasen der Saitenbewegung. Man erkennt sofort, daß diese Bewegung

Fig. 2.



im wesentlichen die von HELMHOLTZ angegebene Wellenbewegung mit variabler Amplitude und Geschwindigkeit ist. Noch deutlicher sieht man das, wenn man den von RAMAN[1]) benutzten Kunstgriff anwendet, die Scheibe mit doppelter Geschwindigkeit laufen zu lassen, so daß aufeinanderfolgende Schlitze immer entgegengesetzte (bzw. annähernd entgegengesetzte) Bewegungsphasen zeigen. Man erhält also gleichzeitig zwei Kurven im Gesichtsfeld, nämlich die Bilder der um (annähernd) 180° in der Phase verschobenen Schwingungsfigur der Saite. Die beiden Kurven sind die Spiegelbilder voneinander in bezug auf die durch die

[1]) C. V. RAMAN, Phys. Rev. 32, 309, 1911.

Ruhelage der Saite gegebene Achse. Ihre gegenseitigen Schnittpunkte liegen auf dieser und bezeichnen somit die Nullage (vgl. Fig. 2).

Beobachtet man in dieser Weise, so kann man die Wanderung der Wellenmaxima (Berge und Täler) und der Minima (Nullwerte der Saitenelongation) bequem verfolgen und man findet — besonders gut ist das bei der Bewegung der Nullwerte, eben der leicht zu beobachtenden Schnittpunkte jener Kurven, zu sehen — die für den HELMHOLTZschen Wellentypus charakteristische ungleichförmige Geschwindigkeit, wie sie aus der BRILLOUINschen Zeichnung zu entnehmen ist. Man hat hier also, wenigstens indirekt, eine Bestätigung der HELMHOLTZschen Rechnungsergebnisse, da diese, wie gesagt, in ihrer Form mit den für gedämpfte Saitenschwingungen geltenden nahe übereinstimmen.

Objektive Darstellung der Erscheinung nach RAMAN.

§ 8. Damit die Erscheinung deutlich wird, muß der die stroboskopische Scheibe drehende Motor sehr gleichmäßig laufen; sonst wird sie verwischt, ja kann ganz gefälscht werden. Mit den gewöhnlichen Mitteln zur Erzeugung annähernd konstanter Rotation (ich benutzte einen kleinen Elektromotor mit regulierbarer Umdrehungszahl) gelingt es nur immer kurze Zeit, die Erscheinung festzuhalten. Es dürfte kaum möglich sein, einen nicht von der schwingenden Saite selbst in seiner Geschwindigkeit kontrollierten und regulierten Motor dauernd so gleichmäßig rotieren zu lassen, daß man eine Anzahl photographischer Aufnahmen anfertigen kann, die die Bewegung in verschiedenen Phasen darstellen. Denn wenn die Scheibenbewegung nicht genau der Saitenbewegung angepaßt ist, sind die erhaltenen Bilder nicht beweiskräftig. Zur photographischen Aufzeichnung der Erscheinung muß man deshalb besondere Mittel anwenden. RAMAN hat seine Bilder in folgender Weise erhalten. Zur Drehung der Scheibe wurde ein von derselben Stimmgabel, die die Fadenschwingung erzeugt, angetriebener Synchronmotor nach Lord RAYLEIGH benutzt. Da hierbei infolge des vollkommenen Synchronismus einem feststehenden Auge oder photographischen Objektiv immer dieselbe Bewegungsphase der Saite beim Vorübergang der Schlitze

erscheint, so muß man, um die Bewegung zu verfolgen, das Auge (Objektiv) in der Drehrichtung der Scheibe (oder gegen sie) fortbewegen. Einer Verschiebung desselben um den Abstand zweier benachbarter Schlitze entspricht eine Phasenänderung der beobachteten Bewegung um π, also eine Fortbewegung der Welle um eine Halbwellenlänge, wenn die Scheibe sich, wie angenommen, mit der doppelten Geschwindigkeit dreht, so daß während einer Periode der Saitenschwingung zwei Schlitze vorbeigehen. Zu jedem Bruchteil dieser Verschiebung gehört der gleiche Bruchteil der Phasenänderung.

Auf diese Weise von Raman hergestellte Aufnahmen zeigen nun ganz deutlich, daß die Kurvenschnittpunkte, die Nullwerte der Elongation, sich in der Art der Helmholtzschen Wellen bewegen. Fig. 2 ist eine Reproduktion der in der Ramanschen Veröffentlichung[1]) enthaltenen Abbildung einer solchen Aufnahme, die 13 aufeinanderfolgende, um gleiche Zeiten auseinanderliegende Phasen zeigt. Es ist nur die Umgebung eines „Knotens" der Saite dargestellt; die vertikale Mittellinie der Figur entspricht der mittleren, ohne stroboskopische Scheibe gesehenen Lage des „Knotens". Die Figur ist von unten nach oben zu lesen. Wie man sieht, bewegt sich der Schnittpunkt der beiden Kurven zunächst sehr langsam, dann immer schneller und schneller nach rechts von dem „Knoten" fort. Die sechste Phase (sechstes Bild von unten) zeigt ihn schon ganz am rechten Rande der Abbildung. Bei der siebenten Phase, der mittelsten Aufnahme, liegt er weit rechts außerhalb der Bildgrenze, nach der auf direkter Okularbeobachtung fußenden Angabe von Raman gerade um die halbe Länge einer Schwingungsabteilung, d. h. also um eine Viertelwellenlänge vom „Knoten" entfernt an der Stelle eines „Bauches"[2]). Der nächstfolgende Schnittpunkt liegt um ebensoviel nach links. An dem „Knoten", also in der Bildmitte, hat die Saite in dieser Phase gerade ihre maximale Elongation, die,

---

[1]) C. V. Raman, Experimental Investigations on the Maintenance of Vibrations; Bulletin No. 6, Indian Ass. for the Cultiv. of Science 1912, Tafel II. — In der Phys. Rev. 32, 309, 1911 ist ebenfalls eine solche, aber weniger gute Figur enthalten.

[2]) Auf der Abbildung laufen in Phase 7 die beiden Kurven fast vollkommen parallel; ihre Schnittpunkte müssen also sehr weit außerhalb der Bildgrenze liegen. Durch Vergleich mit Phase 6 erkennt man, daß die Entfernung vom Bildrande mindestens etwa gleich der Bildbreite sein muß.

wie der Augenschein lehrt, kleiner ist als die Maximalelongationen der übrigen Saitenpunkte, die natürlich zu anderen Zeiten eintreten.

In den folgenden Phasen (8 bis 13), die in der oberen Hälfte der Figur dargestellt sind, rückt der nächste Schnittpunkt von links heran, anfangs schnell, dann, je näher er dem „Knoten" kommt, um so langsamer werdend, bis er ihn in der 13. Phase erreicht. Mit dieser, die der ersten Phase gleich ist, beginnt dann das Spiel von neuem und wiederholt sich immer in der gleichen Weise.

Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule, Juli 1914.

Berichtigung.

Zu der Arbeit von E. Goldstein: Über Kanalstrahlen (Heft 11).

S. 561, Zeile 14 von unten: statt „(Fig. 22)" lies „Fig. 20".
S. 561, Zeile 2 von unten: statt „als wenn" lies „als in dem Falle, wo".

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

16. Jahrg. | 30. November 1914. | Nr. 22.

Sitzung vom 20. November 1914.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **W. Volkmann** zeigt

Versuche mit ungewöhnlich starken Thermoströmen.

Ferner demonstriert Hr. **R. Pohl**

einige Vorlesungsversuche.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

R. Gans: Der Paramagnetismus in seiner Abhängigkeit von der Temperatur und der Dichte.

Karl Uller: Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen an magnetisch aktiven isotropen Körpern.

M. Polányi: Über die Adsorption vom Standpunkt des dritten Wärmesatzes.

Felix Stumpf: Die Beeinflussung des lichtelektrischen Effektes durch Wasserstoffbeladung bei Palladium.



Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. R. J. MEYER, Berlin W 15, Meinekestr. 8 und
Hr. Dr. BRUNO BORCHARDT, Charlottenburg 5, Saldernstr. 2.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. stud. math. ANDOR FENYVESI, Budapest, Dalnok u. 2/C.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL CZUKOR.)

Hr. Dr. JOSÉ COLLO, La Plata, Instituto de Fisica und
Hr. Dr. RAMÓN G. LOYARTE, La Plata, Instituto de Fisica.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. H. SCHIMANK.)

Hr. HARALD PERLITZ, St. Petersburg, Liteiny Per. 55[41].
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. SOMMERFELD.)

Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen II; von W. Kossel.

(Eingegangen am 28. Oktober 1914.)

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Mitteilung[1]) habe ich an einer zusammenfassenden Darstellung der Absorptionskurve verschiedener Elemente, die zunächst dazu bestimmt war, die Absorptionsvermögen dieser Elemente untereinander zu vergleichen, darauf hingewiesen, daß der mit der Fluoreszenzerregung verbundene scharfe Anstieg der Absorption bei beiden Fluoreszenztypen bei einer Wellenlänge liegt, die der der zweitstärksten Emissionslinie nahe gleich ist. Es scheint ein eigenartiger Fall von STOKESscher Regel vorzuliegen: Die volle Erregung der Fluoreszenz tritt erst dann ein, wenn die Härte der einfallenden Strahlung die der schwächeren kurzwelligen Linie der Emission übertrifft. Ich möchte nun zeigen, daß sich dieser Zusammenhang verstehen und, soweit das Material dazu da ist, auch quantitativ verfolgen läßt, wenn man sich von den Vorgängen eine Anschauung bildet, die von dem BOHRschen Atommodell[2]) Gebrauch macht. Ohne Zweifel würde auch eine formalere Darstellung den Zusammenhang wiedergeben können, im folgenden soll indes der anschaulichere Weg verfolgt und so vorgegangen werden, als sei das BOHRsche Modell, wenigstens was einkernige Systeme angeht, als völlig richtig erwiesen und bekannt.

Die Fluoreszenz werde eingeleitet durch völlige Entfernung eines Elektrons, entweder auf lichtelektrischem Wege durch einfallende Röntgenstrahlen oder als sekundäre Kathodenstrahlung, durch Aufprallen eines beweglichen Elektrons. Diese Annahme, die zunächst dadurch nahegelegt wird, daß bei nichtelektrischer Anregung die Menge der von einer Wellenlänge ausgelösten Elektronen jeweils der Intensität der von ihr erregten Fluoreszenz

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 898, 1914. Die Verweise auf Figuren beziehen sich sämtlich auf die dort gegebenen.

[2]) N. BOHR, Phil. Mag. (6) **26**, 1, 476, 857, 1913.

parallel geht, führt auf eine, beim BOHRschen Modell berechenbare Mindestgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen oder Mindestfrequenz der Röntgenstrahlen, von der an sie imstande sind, Fluoreszenz zu erregen. Ist etwa ein Elektron aus dem innersten Ring in unendliche Entfernung fortzubringen (ohne daß ihm noch kinetische Energie mitgegeben wird), so ist mit der Entfernungsarbeit ein bestimmter Energiebetrag gegeben, der in dem auslösenden Einzelprozeß dem Atom zugeführt werden muß. Die kinetische Energie des primären Elektrons oder das Energiequant der auslösenden Röntgenstrahlung muß diesem Betrag mindestens gleich sein. Während die strenge Berechnung der Entfernungsarbeit für die experimentell in Frage kommenden Atomgewichte sehr verwickelt und noch von speziellen Annahmen abhängig sein würde, kann BOHR doch zeigen, daß schon eine sehr vereinfachte Annahme die Grenzgeschwindigkeit, von der an Kathodenstrahlen die K-Strahlung erregen können, in guter Annäherung wiedergibt. Es bewährt sich dabei, die Emission der K-Strahlung dem innersten Ring zuzuschreiben.

Dieser Grenzgeschwindigkeit hat bei der Arbeitsleistung durch primäre Röntgenstrahlen eine Grenzfrequenz zu entsprechen, von der an Fluoreszenz erregt wird. Wie in der vorigen Mitteilung dargestellt wurde, ist der größte Teil des Zuwachses der Absorption, der an dieser Stelle beobachtet wird, auf ein sehr enges Frequenzgebiet zusammengedrängt, so daß wir, wenn wir eine die Beobachtungen an verschiedenen Elementen zusammenfassende Darstellung benutzen, die Grenzfrequenz mit einiger Genauigkeit festlegen können. Die Annahme ist also, daß aus einem Atom, in dem eine Absorption dieser oder einer kleineren Wellenlänge stattfand, ein Elektron im K-Ring fehlt.

Das Atom ist nun einfach positiv aufgeladen, das Elementarquantum fehlt ihm aber nicht außen, etwa an einer Valenzstelle, wie es gewöhnlich ist, sondern im innersten Ring. Diesem Zustande entspricht eine sehr hohe potentielle Energie des Systems. Es fragt sich, ob er erhalten bleibt, bis, durch die einfache Aufladung angezogen, ein Elektron von außen kommt, das den fehlenden Platz einnimmt. Die dabei stattfindende Emission müßte die Frequenz der vollen Entfernungsarbeit haben, ihre Wellenlänge müßte mit der der Erregungsgrenze zusammenfallen. Eine solche Emission ist, wenn sie besteht, jedenfalls schwach

gegen die bisher beobachteten. Die stärkste Linie ist bedeutend langwelliger, sie entspricht der Rückkehr aus endlicher Nähe. Da eine noch langwelligere nicht beobachtet wurde, ordnen wir sie einem Vorgange zu, dem die geringste Energieemission entspricht: Wir nehmen an, daß das fehlende Elektron im ersten Ring (von innen) durch eines aus dem zweiten Ring ersetzt werde. Die frei werdende Energie tritt als Emission der K-α-Linie auf[1]. Nunmehr fehlt ein Elektron im zweiten Ring. Diesen Zustand könnten wir auch hervorrufen, indem wir eine Lichtwelle geeigneter Frequenz am zweiten Ring angreifen oder Elektronen aufprallen ließen, deren kinetische Energie die Entfernungsarbeit von hier aus überschreitet. Die Erregungsgrenze muß hier bei höheren Wellenlängen liegen, als die für die Elektronen des inneren Ringes, die der K-Strahlung entspricht; die der K-Strahlung nach der langwelligeren Seite zunächst liegende Erregungsgrenze wird als das Gebiet der „L-Strahlung" beobachtet: Wir identifizieren den durch das Hereinrutschen eines Elektrons in den ersten Ring entstandenen Zustand mit dem durch L-Erregung eingeleiteten. Analog zum ersten Fall werde auch hier das Elektron durch eines der schwächer gebundenen aus dem nächsten Ring ersetzt: Wir ordnen diesen Vorgang, der den geringsten Energieumsatz mit sich bringt, wiederum der langwelligsten und stärksten Linie zu: $L\alpha$. In analoger Weise kann der Vorgang fortgesetzt werden, die potentielle Energie nimmt dabei ständig ab und schließlich fehlt dem Atom nur noch eines seiner äußersten Elektronen, dem etwa eine sichtbare Wellenlänge und die Ablösungsarbeit einer Valenzstelle zukommt. Kehrt schließlich das ursprünglich mit hoher Frequenz ausgelöste Elektron zurück, so nimmt es den freien Platz an der Oberfläche ein, die Frequenz ist von der Größenordnung sichtbaren Lichtes. Hält man das Elektron außerhalb des Atoms fest, indem man dieses in einen

---

[1]) Moseley zeigt, daß die absolute Wellenlänge von K-α- vom Bohrschen Modell gegeben wird, wenn man annimmt, daß ein Ring von vier Elektronen sich gleichzeitig von der zweiten auf die erste stationäre Lage zusammenzieht, weist indessen gleichzeitig auf die Schwierigkeit dieser Vorstellung und den Umstand, daß β nicht gegeben wird, hin. Wir gehen oben von der wahrscheinlicheren Annahme aus, daß jeweils ein Elektron durch den lichtelektrischen Vorgang entfernt wird und legen es zunächst darauf an, etwas über die Verhältnisse verschiedener Wellenlängen zu erfahren, indem wir sie miteinander zusammenhängenden Vorgängen zuschreiben.

Isolator einbettet (der Vorgang wird etwa verwirklicht, indem man die charakteristische Strahlung der Metall-Kernatome eines Erdalkaliphosphors anregt), so fällt der Rückkehrvorgang zeitlich beträchtlich hinter den der Erregung und es kann kontrolliert werden, zu welcher Frequenz er Anlaß gibt[1]).

Soll nun ein derartiger sukzessiver Anregungsvorgang der charakteristischen Strahlungen verschiedenen Ordnungen möglich sein, so darf die Summe der bei einem derartigen Vorgang mit den verschiedensten Frequenzen insgesamt ausgestrahlten Energie den Energiebetrag nicht überschreiten, der bei der Entfernung des inneren Elektrons durch die Leistung der Entfernungsarbeit des K-Elektrons dem Atom als potentielle Energie gegeben wurde. Dieser letztere Betrag ist nach unserer Anschauung der K-Anregungsgrenze zugeordnet, er soll in unserem Beispiel die Summe aus der der K-α-Frequenz zugeordneten Energie plus der bei allen darauf folgenden Vorgängen ausgestrahlten Energien sein. Diese bilden offenbar eine Reihe aus rasch fallenden Gliedern: Je weiter nach außen der Vorgang sich fortpflanzt, desto niedriger sind die Frequenzen und die Energien, die emittiert werden. Als das nächste Glied hinter K-α sahen wir oben L-α an und wir müssen nun fordern, daß die Summe der beiden in diesen Frequenzen ausgestrahlten Energien kleiner ist als die unserer Erregungsgrenze entsprechende, sich von ihr aber nur um einen Betrag unterscheidet, der klein ist, gegen die zu L-α gehörende Energie.

Am genauesten läßt sich die angenommene Anschauung indessen prüfen, indem wir die Resultate beider Absorptionskurven, K und L, benutzen. Die Frequenz der K-Erregungsgrenze (ν_{Kg}) soll der Entfernungsarbeit aus dem K-Ring in unendliche Entfernung, die der K-α-Linie ($\nu_{K\alpha}$) der Arbeit, ein Elektron aus dem ersten Ring in den zweiten zu bringen, die der L-Erregungsgrenze (ν_{Lg}) wiederum der Arbeit entsprechen, die zur Entfernung eines Elektrons aus dem zweiten Ring in unendliche Entfernung notwendig ist. Nach der Grundvorstellung muß die Summe der beiden letzten Größen der ersten gleich sein und entsprechend für die Frequenzen gelten:

$$\nu_{Kg} = \nu_{K\alpha} + \nu_{Lg}. \qquad 1)$$

[1]) Versuche zu diesen Fragen werden unternommen.

Zur Prüfung beziehen wir alles auf $\nu_{K\alpha}$. Für ν_{Lg} werde die Wellenlängendarstellung in Fig. 3 (Teil I) benutzt. Die Mitte des Absturzes, die gerade durch einen Versuchspunkt gut festgelegt ist, entspricht einem Wert $\log \frac{\lambda_{Lg}}{\lambda_{L\alpha}} = \bar{1},910$, woraus $\log \frac{\nu_{Lg}}{\nu_{L\alpha}} = 0,090$, oder:

$$\nu_{Lg} = 1,23 \,.\, \nu_{L\alpha}. \tag{2}$$

Um nun $\nu_{L\alpha}$ auf $\nu_{K\alpha}$ zurückzuführen, benutzen wir MOSELEYs Formeldarstellung seiner Wellenlängenmessungen:

$$\nu_{L\alpha} = \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) \cdot \nu_0 (N - 7,4)^2$$

und

$$\nu_{K\alpha} = \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \cdot \nu_0 (N - 1)^2,$$

woraus kommt:

$$\frac{\nu_{L\alpha}}{\nu_{K\alpha}} = \frac{{}^5/_{36} (N - 7,4)^2}{{}^3/_4 (N - 1)^2}. \tag{3}$$

Setzen wir $N = 28$ (die Elemente unserer gemeinsamen Kurve in Fig. 1 haben $N = 26, 28, 29, 30$), so folgt:

$$\frac{\nu_{L\alpha}}{\nu_{K\alpha}} = \frac{5}{27}\left(\frac{20,6}{27}\right)^2 \ldots = 0,108. \tag{4}$$

Daraus und aus 2) folgt:

$$\nu_{Lg} = 0,108 \,.\, 1,23 \,.\, \nu_{K\alpha} = 0,133 \,.\, \nu_{K\alpha},$$

und die Formel 1) nimmt die Gestalt

$$\nu_{Kg} = (1 + 0,133) \,.\, \nu_{K\alpha} = 1,133 \,.\, \nu_{K\alpha}$$

an. Um dies an der in Wellenlängen-Logarithmen gezeichneten Fig. 1 prüfen zu können, rechnen wir auf Wellenlängen um:

$$\frac{\lambda_{Kg}}{\lambda_{K\alpha}} = \frac{1}{1,133},$$

oder

$$\log \frac{\lambda_{Kg}}{\lambda_{K\alpha}} = \bar{1},945$$

soll erfüllt sein. Nun ist leider im K-Gebiet kein Punkt bekannt, der mitten auf dem Absturz liegt, indessen einer, der, durch seine Abweichung vom Gesetz der kürzeren Wellenlängen, beweist, daß er bei $\overline{1},940$ beginnt, und mehrere andere, die beweisen, daß der steile Teil bei $\overline{1},960$ längst beendet sein muß. Die graphische Interpolation beim Zeichnen der Fig. 1 hatte ihn, noch ganz ohne Kenntnis eines derartigen Zusammenhanges, auf $\overline{1},945$ verlegt. Unsere Vorstellung über den Zusammenhang zwischen der K- und der L-Emission führt also nicht nur überhaupt in die richtige Größenordnung, sondern auch zu einem Zahlenwert für ν_{Kg}, der ausgezeichnet in den Kurvenverlauf hineinpaßt. Demnach lohnt es sich, zu prüfen, ob wir noch mehr zahlenmäßig Prüfbares aus unserer Vorstellung gewinnen können.

Bisher haben wir immer angenommen, daß das fehlende Elektron jeweils direkt aus dem nächsten Ring ersetzt wird. Nun liegt es aber einerseits ganz im Sinne des Bohrschen Mechanismus, andererseits würde es eine raschere Erledigung des von uns angenommenen Umordnungsvorganges bedeuten, wenn mitunter auch ein fehlendes Elektron direkt durch eines aus dem übernächsten Ring ersetzt wird. Was für eine Frequenz würde bei diesem Vorgang emittiert werden? — Nehmen wir den Fall, daß ein freier Platz im innersten Ring durch ein Elektron aus dem dritten ersetzt wird, so wird die Frequenz der potentiellen Energie zugeordnet sein, die dabei frei wird. Diese Energie wird sich zusammensetzen aus der, die beim Übergang vom dritten in den zweiten Ring frei wird — das ist aber die der L-α-Linie entsprechende Energie — und der, die beim Übergang vom zweiten in den ersten Ring frei wird —, das ist die zu K-α gehörige. Wir fordern also, daß in dem Falle, wo ein Elektron des innersten Ringes fehlt, oder eine K-Erregung gegeben ist, auch eine Frequenz ν_x auftritt, für die gilt:

$$h\nu_x = h \cdot \nu_{K\alpha} + h\nu_{L\alpha}. \qquad 5)$$

Wir stellten oben, Gl. 4), fest, daß für $N = 28$

$$\nu_{L\alpha} = 0{,}108\,\nu_{K\alpha},$$

und erhalten also:

$$\begin{aligned}\nu_x &= \nu_{K\alpha} + 0{,}108\,\nu_{K\alpha} \\ &= 1{,}108\,\nu_{K\alpha}\end{aligned}$$

für die Emission beim Übergang vom dritten in den ersten Ring. Moseley beobachtet nun in der Tat eine zweite Linie β, deren Frequenz beim Nickel die Größe

$$\nu_{K\beta} = 1{,}104\, \nu_{K\alpha}$$

hat.

Hier läßt sich nun noch etwas weiter gehen. Das Verhältnis $\frac{\nu_{K\beta}}{\nu_{K\alpha}}$ ändert sich nach Moseleys Messungen etwas mit N. Andererseits zeigt die Formel 3), daß auch $\frac{\nu_{L\alpha}}{\nu_{K\alpha}}$ eine Funktion von N ist. Hat tatsächlich der L-Mechanismus mit der Emission von $K\beta$ etwas zu tun, so muß Gl. 5) auch den Gang von $\frac{\nu_{K\beta}}{\nu_{K\alpha}}$ mit N wiedergeben. Wir stellen für die beobachteten Elemente Versuchswerte und berechnete Werte einander gegenüber.

Element	N	$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta}$		Element	N	$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\beta}$	
		beobachtet	berechnet			beobachtet	berechnet
Ca	20	1,089	1,081	Fe	26	1,103	1,102
Ti	22	1,093	1,090	Co	27	1,104	1,105
V	23	1,097	1,093	Ni	28	1,104	1,108
Cr	24	1,100	1,097	Cu	29	1,105	1,110
Mn	25	1,101	1,100	Zn	30	1,106	1,112

Der Gang ist vorhanden. Er ist etwas stärker als der beobachtete, so daß die Übereinstimmung etwa bei $N = 26$ am besten ist, während am Anfang und Ende der beobachteten Reihe maximale Abweichungen von $-0{,}8$ und $+0{,}6$ Proz. sich finden. Da die Abweichungen systematisch sind, wird man ihnen später noch Rechnung tragen müssen, wenn man das gesamte Verhalten des Modelles in großen Zügen kennt. Zunächst sind sie belanglos der Tatsache gegenüber, daß die vorgeschlagene Vorstellung sich, jedenfalls zum Auffinden von Zahlenbeziehungen, offensichtlich bewährt. Wir kehren noch einmal zu ihr zurück, um zu sehen, zu was für Aussagen ihre Anwendung weiterhin führt.

Der Übergang von Elektronen aus dem dritten direkt in den ersten Ring ist also anzunehmen. Da $K\beta$ schwächer ist als $K\alpha$, findet dieser Vorgang weniger häufig statt als der zwischen dem zweiten und ersten Ring. Es ist konsequent, auch Fälle anzunehmen, in denen der Ersatz des im ersten Ring fehlenden Elek-

trons direkt aus einem noch weiter außen liegenden Ring erfolgt. Ihre Häufigkeit wird, wenn nach der Erfahrung mit der β-Linie weiter geschlossen werden darf, um so niedriger werden, um je weiter außen liegende Ringe es sich handelt. Das bedeutet eine Spektralserie aus rasch schwächer werdenden Gliedern, die sich näher und näher liegen. Wenn auf die absolute Berechnung der Frequenzen der verschiedenen Glieder, deren Durchführung für die einfachsten Atome eine der bestechendsten Leistungen des BOHRschen Modelles ist, auch noch ganz verzichtet werden muß, so verlangt die angewandte Vorstellung doch für alle Glieder einen analogen Zusammenhang, wie wir ihn oben bestätigt fanden, und gibt so Gelegenheit zu weiter gehender experimenteller Prüfung. Die Frequenz der Serienglieder eines Ringes, vom zweiten Gliede an, soll jeweils gleich sein der Frequenz des ersten Gliedes plus der eines Seriengliedes des nächst äußeren Ringes, vom ersten Gliede an. Schematisch etwa für den ersten Ring:

$$\nu_{K\beta} = \nu_{K\alpha} + \nu_{L\alpha}$$
$$\nu_{K\delta} = \nu_{K\alpha} + \nu_{L\beta} \quad \text{usf.}$$

analoge Schemata für die äußeren Ringe. Die Frequenz der Grenze, die der Arbeit für ein aus unendlicher Entfernung zurückkehrendes Elektron entspricht, ist demnach identisch mit der Frequenz der Anregungsgrenze für den betreffenden Ring [1]). In Fig. 1 läuft also die vorausgesetzte Serie von α nach links, hat als zweites Glied β, und endet bei der Wellenlänge, in der die Absorptionskurve den scharfen Absturz zeigt.

Es ist klar, welche Form demnach die in der vorigen Mitteilung als notwendig hingestellte Auflösung des L-Gebietes anzunehmen hat. Nehmen wir die Tatsache, daß verschiedene Erregungsgrenzen und ihre Emissionen hier übereinandergreifen, zunächst als Faktum hin, das seine Aufklärung später wird finden müssen [2]), so führt die Annahme, daß jedenfalls alle diese Pro-

[1]) Gl. 1) macht dann eine Aussage, die dem auf die Seriengrenzen bezüglichen Teil der RYDBERG-SCHUSTERschen Regel eng analog ist.

[2]) Nach dem Modell ist klar, daß die Frequenzen im L-Ring eines Atoms von der Anzahl der im ersten (K-)Ring gerade anwesenden Elektronen abhängig sein müssen, während für den im wesentlichen von dem unbeeinflußbaren Kern abhängigen K-Ring nichts Ähnliches gilt. Fehlen etwa im innersten Ring eins oder mehrere Elektronen, so scheint für die äußeren, also speziell den zweiten, der Kern dadurch eine höhere positive Ladung als normal zu haben, die Entfernungsarbeit aus dem L-Ring und sämtliche

zesse dem zweiten Ring zuzuschreiben sind[1]), etwa auf folgendes: Zu der langwelligeren Erregungsgrenze, der L-α jedenfalls als erste Emissionslinie zuzuordnen ist, gehört entweder β oder γ als zweite, während δ und ε von ihr unabhängig sind. Andererseits muß, wenn das zweite Erregungsmaximum ebenfalls dem L-Ring zugehört, seine stärkste Emissionslinie, wie man leicht sieht, ebenfalls im Wellenlängengebiet von β und γ liegen. Wir ordnen also β und γ verschiedenen Erregungsgrenzen zu und erhalten so die von MOSELEY und DARWIN zugegebene Tatsache, daß das Intensitätsverhältnis dieser beiden einander nahe liegenden Linien von der Erregung stark abhängt. Da unsere Kenntnis vom Absorptionsverlauf noch so ungenügend ist, ist dies nur ein erster Versuch einer Zuordnung, mehr bestimmt, das gedachte Verfahren zu erläutern, als als Resultat zu gelten.

Die Absorptionskurve für Röntgenstrahlen ist nach der hier benutzten Auffassung nicht nur in den „selektiven Gebieten", sondern überhaupt ganz, ihrem Wesen nach, als das Bild lichtelektrischer Vorgänge zu deuten. Tritt an einem Atom ein einzelner Absorptionsvorgang auf, so geht nach BOHRs Auffassung der verschwundene Energiebetrag an das angegriffene Elektron über, indem es entweder völlig entfernt oder in einen weiter außen liegenden „mechanischen" Zustand übergeführt wird. Da so diskrete Vorgänge, nicht kontinuierliche Amplitudenabnahme, das Wesen der Röntgenstrahlen-Absorption bilden sollen, ist die eigentliche Bedeutung des Absorptionskoeffizienten eine analoge, wie er ihn etwa bei der Absorption von Kathodenstrahlen hat. Er mißt die Wahrscheinlichkeit des Eintretens bestimmter einzelner Energieabgaben, hier lichtelektrischer Vorgänge, beim Durchsetzen einer gegebenen Schicht. Die Wellenlängenabhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit wird durch die Beziehung

$$\alpha = a \cdot \lambda^{\nu}$$

dazu gehörigen Emissionsfrequenzen sind für dieses Atom um einen bestimmten Betrag höher. Dieses soll nur eine Andeutung dafür geben, daß das Modell dem Auftreten einer zweiten kurzwelligeren Erregungsgrenze im L-Gebiet gegenüber durchaus nicht hilflos ist, obwohl natürlich gegenwärtig zunächst nur das einfachste Schema diskutiert werden kann.

[1]) Die Tatsache, die die „L-Strahlung" früher als einheitlich gelten ließ, daß sie aus einander sehr naheliegenden, von anderen Eigenschwingungen durch weite Gebiete (von der Größenordnung einer Zehnerpotenz in den Wellenlängen) getrennten Frequenzen besteht, führt für unser Bild mit Notwendigkeit dazu, sie einem Ring zuzusprechen.

für alle bisher untersuchten Körper gegeben, mit Ausnahme der Frequenzgebiete zwischen einer Erregungsgrenze und der langwelligsten ihr zugehörigen Emission. a ändert seinen Wert beim Überschreiten eines solchen Gebietes. Es ist bemerkenswert, daß sowohl die Wellenlängen, die niedriger sind als die der K-Erregungsgrenze, wie solche, die zwischen L und K liegen, wie schließlich solche über der längsten L-Emissionswellenlänge jedenfalls die Form dieses Gesetzes gemeinsam haben, d. h. Wellenlängen, die in dem angewandten Modell den ersten, den zweiten und den dritten Ring angreifen. Ein Eintreten von Eigenfrequenzen in die Form des Gesetzes scheint nicht stattzufinden.

Wir haben bisher, in erster Linie bewogen durch die Parallelität zwischen der Menge der von einer Wellenlänge völlig frei gemachten Elektronen und der Intensität der von ihr erregten Fluoreszenz, nur solche Fälle ins Auge gefaßt, in denen das Elektron völlig aus dem Atom entfernt wird. Um der tatsächlichen Form des Absorptionsverlaufes im nicht normalen Gebiet gerecht zu werden, müssen wir diese Vorstellung noch etwas verfeinern. Nach BOHRS Darstellung ist zwar jeder Absorptionsvorgang elektromagnetischer Wellen mit einem lichtelektrischen insofern seinem Wesen nach gleich, als dabei immer ein Elektron vom Atomzentrum weiter entfernt wird. Für den Zustand, der schließlich erreicht wird, besteht indessen nur die Bedingung, daß er ein „stationärer“ sein soll, er kann also statt in völliger Loslösung vom Atom auch im Aufenthalt in einer der Lagen innerhalb des Atoms, die durch die Forderung des konstanten Winkelmoments festgelegt sind, bestehen. Es fragt sich nun, ob auch Vorgänge der letzteren Art hier auftreten, ob nicht z. B. Elektronen aus dem ersten Ring, statt in allen Fällen völlig entfernt zu werden, mitunter auch nur den kleineren Energiebetrag aufnehmen, der sie bis zum zweiten Ring bringt. Dieser Energie entspricht nach dem Früheren die K-α-Frequenz; von dieser Frequenz an kann der Vorgang eintreten. Findet er in merklicher Häufigkeit statt, so müssen die Absorptionskurven, wenn man sie von größeren zu kleineren Wellenlängen verfolgt, schon nach Überschreiten von K-α einen Zuwachs gegen die normale Absorption der größeren Wellenlängen (die auf L-Erregung geht) zeigen. In der Tat findet sich ein solcher Zuwachs bei der K-Fluoreszenz (Fig. 1) und analog im Fall der L-Strahlung (Fig. 3).

Der Absorption gegenüber, die mit völliger Loslösung eines Elektrons zusammenhängt, und an der Erregungsgrenze auftritt, ist die Zunahme gering, was für das Modell die Bedeutung hat, daß die Überführung eines Elektrons aus dem ersten in den zweiten Ring bedeutend seltener ist, als die völlige Loslösung[1]). Es ist leicht einzusehen, daß, wenn die vorausgesetzte Serie existiert, der Absorptionszuwachs zu einem größeren Teil aus solch einzelnen Stufen aufgebaut sein kann, wie wir sie an der K-α-Linie beobachteten, deren Bedeutung analog ist. Hier ist wieder die Grenze erreicht, an der nur neues experimentelles Material die Weiterbildung, deren Richtung klar liegt, ermöglichen kann.

Zusammenfassung. Es wird eine sich eng an das Bohrsche Atommodell anschließende Auffassung der bei der Erregung charakteristischer Strahlungen auftretenden Vorgänge entwickelt und gezeigt, daß sie an quantitativ prüfbaren Aussagen

1. einen Zusammenhang zwischen den Erregungsgrenzen der Fluoreszenz verschiedener Typen,
2. eine Deutung der K-β-Linie und Berechnung ihrer Lage relativ zur K-α-Linie

liefert, die befriedigende Resultate ergeben.

---

[1]) Man darf nicht übersehen, daß nach dem Verhalten der Absorption bei der Wellenlänge der K-α-Linie selbst, das noch völlig dem Gesetz für größere Wellenlängen folgt, wirklich linienhafte Absorption sehr unwahrscheinlich ist, vielmehr (da gerade die Punkte zwischen den Linien den Zuwachs zeigen) die Behandlung im Modell vermutlich eine analoge wird sein müssen, wie Bohr (Abh. I, § 4) sie bei der Betrachtung der kontinuierlichen Absorption im Natriumdampf, nach R. W. Wood, anwendet. (Die in der dort aufgestellten Bedingung vorkommende Größe W müßte dann nicht völliger Loslösung, sondern nur dem Übergang vom ersten zum zweiten Ring zugeordnet werden.)

Der Paramagnetismus in seiner Abhängigkeit von der Temperatur und der Dichte;

von R. Gans[1]*.*

(Eingegangen am 13. November 1914.)

Kürzlich habe ich eine Formel angegeben[2], die geeignet ist, die spezifische Magnetisierung paramagnetischer Substanzen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur darzustellen.

Dieselbe lautete:

$$\chi = \chi_0 \, F\left(\frac{\mu A}{k T}\right) \qquad 1)$$

wo χ die spezifische Suszeptibilität, μ das magnetische Moment eines Elementarmagneten, k die universelle Konstante $1{,}35 \,.\, 10^{-16}$, A das molekulare Feld, d. h. eine Materialkonstante, T die absolute Temperatur bedeutet.

$$\chi_0 = \frac{2 N \mu}{3 A} \qquad 2)$$

ist die spezifische Suszeptibilität im absoluten Nullpunkt (unter N die Anzahl Elementarmagnete verstanden, die sich in der Masseneinheit befinden).

$$F(x) = L(x) + \frac{x}{2} \frac{d L(x)}{d x} \qquad 3)$$

ist eine Funktion, die sich leicht berechnet aus

$$L(x) = \operatorname{ctgh} x - \frac{1}{x} \qquad 4)$$

---

[1]) Die Korrektur hat dem Verfasser nicht vorgelegen.

[2]) R. Gans, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 780, 1914. Da ich infolge der kriegerischen Ereignisse keine Korrektur der hier zitierten Arbeit erhalten konnte, hat sich ein sinnentstellender Druckfehler in dieselbe eingeschlichen. Tabelle 3 auf S. 787 müßte auf S. 786 hinter die Worte „Die Übereinstimmung läßt nichts zu wünschen übrig" gesetzt werden.

und die ich in der erwähnten Arbeit tabellarisch angegeben habe.

Bei der Ableitung dieser Formel ist die Dichte als konstant vorausgesetzt worden, was für feste Körper mit ziemlicher Näherung erlaubt ist.

Der Vergleich mit der Erfahrung zeigte, daß die Formel bis auf ganz niedrige Temperaturen den Beobachtungen völlig gerecht wird.

Sobald ich durch die Liebenswürdigkeit des Herrn Perrier in den Besitz der wichtigen Arbeit der Herren Kamerlingh Onnes und Perrier[1]) kam, welche die glückliche Idee hatten, paramagnetischen Sauerstoff mit magnetisch fast indifferentem Stickstoff in verschiedenen Verhältnissen zu mischen, und die Suszeptibilität dieser Mischungen bei tiefen Temperaturen zu bestimmen, erweiterte ich meine Formel so, daß sie auch die Abhängigkeit von der Dichte mit umfaßte, und konnte zeigen, daß die neue Gleichung die Beobachtungen wiederum gut darstellte[2]). Über diese Resultate möchte ich hier kurz berichten.

Tabelle 1.

T	ϱ	$\chi \cdot 10^6$	T	ϱ	$\chi \cdot 10^6$	T	ϱ	$\chi \cdot 10^6$
77,45	1,204	259,6	77,45	0,1380	383,6	64,26	0,7458	336,5
70,87	1,235	271,4	77,30	0,0801	395,8	64,26	0,4010	390,6
64,26	1,267	284,9				64,26	0,2304	(423,5)
			70,87	0,7458	314,5	64,26	0,1380	459,8
77,45	0,7458	294,5	70,87	0,4010	359,6	64,26	0,0801	472.0
77,31	0,4010	336,7	70,87	0,2304	393,0			
77,50	0,2304	363,8	70,87	0,1380	420,4	293,1	0,001331	105,6

Tabelle 1, welche die auf die Masseneinheit bezogene Suszeptibilität in einer Mischung von O_2 und N_2 als Funktion der absoluten Temperatur T und der im Kubikzentimeter enthaltenen Menge (kurz Dichte) Sauerstoff nach den Beobachtungen von Kamerlingh Onnes und Perrier darstellt[3]), zeigt deutlich, daß

[1]) A. Perrier u. H. Kamerlingh Onnes, Proc. Amsterdam **16**, 901, 1914.

[2]) R. Gans, Contribución al estudio de las ciencias físicas y matemáticas. Universidad nacional de La Plata (serie física) **1**, 69, 1914.

[3]) Die letzte Beobachtung dieser Tabelle für $T = 293{,}1^0$ ist nicht von Kamerlingh Onnes und Perrier, sondern von Weiss und Piccard, C. R. **155**, S. 1234, 1912, gemacht worden.

die LANGEVINsche Theorie in diesem Falle absolut versagt, da nach ihr die spezifische, d. h. auf die Masseneinheit bezogene Suszeptibilität von der Dichte unabhängig sein und für $T = 0$ unendlich werden müßte.

Unsere Formel unterscheidet sich von der LANGEVINschen durch das molekulare Feld A, welches wir in die Theorie eingeführt haben.

Solange die Dichte konstant bleibt, wird dies auch von A gelten; sobald sie sich aber ändert, muß auch das molekulare Feld einen anderen Wert annehmen, und da dieses durch die Nachbarmagnetonen hervorgerufen ist, muß A der Dichte proportional sein, d. h.

$$A = B\varrho \qquad 5)$$

wo B eine von Dichte und Temperatur unabhängige Konstante ist.

Führen wir diese Beziehung in 1) ein und berücksichtigen 2), so erhalten wir

$$D\chi\varrho = F\left(\frac{\alpha\varrho}{T}\right) \qquad 6)$$

wo

$$D = \frac{3B}{2N\mu} \qquad 7)$$

$$\alpha = \frac{\mu B}{k} \qquad 8)$$

ist.

Da $\chi\varrho = \varkappa$ die auf die Volumeinheit bezogene Suszeptibilität ist, so können wir auch 6) in der Form schreiben

$$\frac{\varkappa}{\varkappa_0} = F\left(\frac{\alpha\varrho}{T}\right) \qquad 6')$$

unter $\varkappa_0$ die Größe

$$\varkappa_0 = \frac{2N\mu}{3B} \qquad 7')$$

verstanden.

Die Gleichungen 6) bzw. 6') beanspruchen, die Suszeptibilität als Funktion von Temperatur und Dichte darzustellen.

Wieweit dies der Fall ist, sieht man aus Tabelle 2. Man berechnet nämlich mit $\alpha = 304,8$; $D = 4920$.

Tabelle 2.

Sauerstoff. $\alpha = 304{,}8$; $D = 4920$.

$\frac{T}{\varrho}$	$\frac{10^{-3}}{\chi\varrho_{\text{beob.}}}$	$\frac{T}{\alpha\varrho}$	$\frac{1}{D\chi\varrho_{\text{ber.}}}$	$\frac{10^{-3}}{\chi\varrho_{\text{ber.}}}$	Fehler in Prozenten
64,33	3,200	0,2111	0,6503	5,504	+ 41,8
57,38	2,984	0,1882	0,6064	5,431	+ 45,1
50,71	2,770	0,1663	0,5630	5,368	+ 48,5
103,9	4,554	0,3407	0,9255	6,013	+ 24,3
192,8	7,406	0,6325	1,505	7,863	+ 5,8
336,4	11,93	1,104	2,425	11,85	— 0,7
561,0	18,88	1,841	3,838	18,73	— 0,8
965,1	31,54	3,166	6,410	31,49	— 0,2
95,01	4,264	0,3118	0,8666	5,886	+ 27,6
176,7	6,934	0,5797	1,409	7,484	+ 7,3
307,6	11,05	1,001	2,245	10,91	— 1,3
513,4	17,24	1,685	3,502	17,26	+ 0,1
86,16	3,986	0,2827	0,8100	5,772	+ 31,0
160,3	6,383	0,5257	1,297	7,101	+ 10,1
278,9	(10,25)	0,9152	(2,084)	10,19	— 0,6
465,5	15,75	1,527	3,202	15,77	+ 0,1
802,3	26,45	2,632	5,376	26,36	— 0,3
220200	7108	722,4	1444	7108	± 0,0

Ordnen wir die Zahlen der vorigen Tabelle nach der Größe des Arguments $T/\alpha\varrho$, so erhalten wir:

Tabelle 3.

Sauerstoff. $\alpha = 304{,}8$; $D = 4920$.

$\frac{T}{\alpha\varrho}$	$\frac{10^{-3}}{\chi\varrho}$		Fehler in Prozenten	$\frac{T}{\alpha\varrho}$	$\frac{10^{-3}}{\chi\varrho}$		Fehler in Prozenten
	beob.	ber.			beob.	ber.	
0,1663	2,770	5,368	+ 48,5	0,9152	10,25	10,19	— 0,6
0,1882	2,984	5,431	+ 45,1	1,001	11,05	10,91	— 1,3
0,2111	3,200	5,504	+ 41,8	1,104	11,93	11,85	— 0,7
0,2827	3,986	5,772	+ 31,0	1,527	15,75	15,77	+ 0,1
0,3118	4,264	5,886	+ 27,6	1,685	17,24	17,26	+ 0,1
0,3407	4,554	6,013	+ 24,3	1,841	18,88	18,73	— 0,8
0,5257	6,383	7,101	+ 10,1	2,632	26,45	26,36	— 0,3
0,5797	6,934	7,484	+ 7,3	3,166	31,54	31,49	— 0,2
0,6325	7,406	7,863	+ 5,8	722,4	7108	7108	± 0,0

*

und erkennen, daß für Abszissen, die größer als 0,8 sind, bis zu dem Abszissenwert 722,4 die Übereinstimmung ausgezeichnet ist. Dagegen für sehr niedrige Temperaturen und für sehr starke Molekularfelder, d. h. für kleine Werte von $T/\alpha\varrho$ versagt die Formel, das bedeutet, wenn die Eigenschwingungszahl der Magnetonen um ihre Gleichgewichtslage groß und gleichzeitig die Temperatur niedrig ist.

Diese Abweichung darf uns nicht wundern, da unserer Formel das Gesetz der Äquipartition zugrunde liegt, welches ja bekanntlich einer Korrektur durch die Quantentheorie gerade unter den genannten Bedingungen bedarf.

Absichtlich haben wir uns aber zunächst auf die klassische statistische Mechanik beschränkt, um deutlich zu zeigen, inwieweit das von uns eingeführte Molekularfeld den Erscheinungen gerecht wird. Wir werden in einer späteren Arbeit die Verbesserung anbringen, welche die Quantentheorie erfordert.

Um außerdem in der Figur die Theorie mit den an kristallisiertem und wasserfreiem Mangansulfat angestellten Beobachtungen vergleichen zu können, wiederholen wir die bereits in der vorigen Veröffentlichung durchgeführten Rechnungen für diese beiden Stoffe, indem wir aber beim wasserfreien Mangansulfat die Konstanten verändern, so daß der Verlauf der beobachteten Kurve sich dem jetzt bei Sauerstoff festgestellten besser anschließt.

Die diesen Rechnungen zugrunde liegende Gleichung war

$$\chi = \chi_0 F\left(\frac{\mu A}{k T}\right) = \chi_0 F\left(\frac{\Theta}{T}\right) \tag{9}$$

und es ergibt sich:

Tabelle 4.

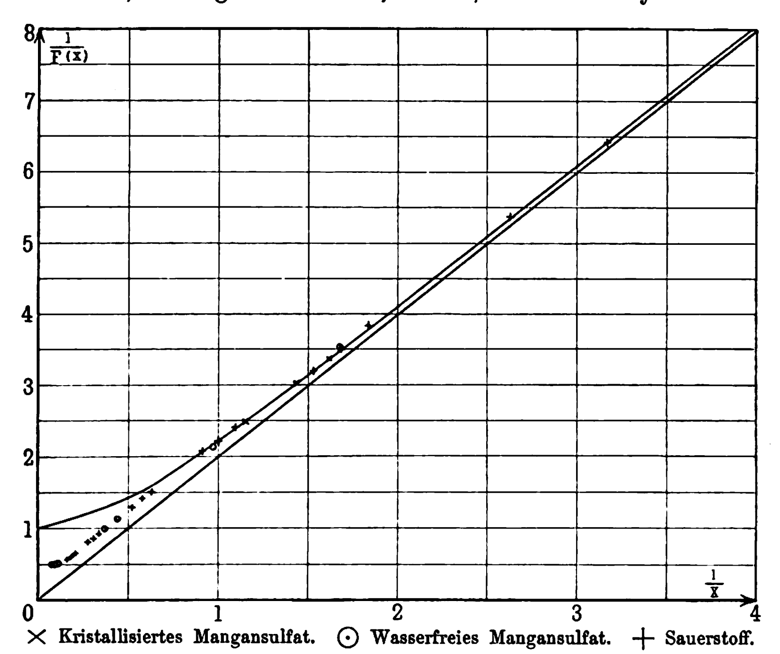
Kristallisiertes Mangansulfat. $\Theta = 12{,}37$; $\chi_0 = 3094 \cdot 10^{-6}$.

T	$\chi \cdot 10^6$ beob.	$\chi \cdot 10^6$ ber.	Fehler in Prozenten	$\frac{T}{\Theta}$	$\frac{\chi_0}{\chi_{beob.}}$
288,7	66,3	66,16	— 0,2	23,33	46,68
169,6	111,5	112,6	+ 1,0	13,71	27,76
77,4	247	246,8	— 0,1	6,255	12,53
70,5	270	270,5	+ 0,3	5,698	11,47
64,9	292	293,9	+ 0,6	5,244	10,59
20,1	914	911,6	— 0,3	1,625	3,386
17,8	1021	1020	— 0,1	1,438	3,031
14,4	1233	1232	— 0,1	1,163	2,510

Tabelle 5.
Wasserfreies Mangansulfat. $\Theta = 175{,}0$; $\chi_0 = 310{,}8 \cdot 10^{-6}$.

T	$\chi \cdot 10^6$ beob.	$\chi \cdot 10^6$ ber.	Fehler in Prozenten	$\frac{T}{\Theta}$	$\frac{\chi_0}{\chi_{beob.}}$
293,9	87,8	88,86	− 1,2	1,680	3,540
169,6	144,2	143,6	+ 0,4	0,9694	2,155
77,4	274,8	232,8	+ 15,2	0,4423	1,131
64,9	314,5	248,5	+ 21,0	0,3707	0,9883
20,1	603	292,9	+ 51,3	0,1149	0,5157
17,8	627	294,8	+ 53,0	0,1017	0,4958
14,4	636	298,1	+ 53,2	0,0823	0,4887

Man sieht aus der Figur die gute Übereinstimmung für Argumentwerte, die größer als 0,8 sind, und die systematische



× Kristallisiertes Mangansulfat. ⊙ Wasserfreies Mangansulfat. + Sauerstoff.

Abweichung für kleinere Abszissen. Wir haben die Figur nur bis zur Abszisse 4 gezeichnet, um den Maßstab nicht zu klein zu machen, doch sieht man ja auf den ersten Blick aus den Tabellen, daß für größere Abszissen die Übereinstimmung ausgezeichnet ist. Die Gerade in der Figur stellt das CURIE-LANGEVINsche Gesetz dar.

Zum Schluß möge noch eine Bemerkung über den Ursprung des molekularen Feldes gemacht werden.

Nach Gleichung 2) hat χ_0 den Wert

$$\chi_0 = \frac{2 N \mu}{3 A}. \tag{10}$$

Da nun das Molekularfeld durch die Nachbarmagnete hervorgerufen wird, so muß A proportional der Dichte ϱ und dem Moment μ eines Elementarmagneten sein, d. h.

$$A = \alpha \varrho \mu, \tag{11}$$

wo α von T, ϱ und μ unabhängig ist.

Deshalb müßte die aufs Volumen bezogene Suszeptibilität $\varkappa_0$ die Form annehmen

$$\varkappa_0 = \chi_0 \varrho_0 = \frac{2}{3} \frac{N}{\alpha}, \tag{12}$$

d. h. sie müßte proportional der Anzahl Moleküle in der Masseneinheit oder umgekehrt proportional dem Molekulargewicht sein.

Da das sich aber in Wahrheit nicht bestätigt, so müssen wir schließen, daß entweder das Molekularfeld nicht rein magnetischer Natur ist, oder daß die Zahl der Elementarmagnete von der der Moleküle verschieden sein kann.

La Plata, Instituto de Física, 17. Oktober 1914.



Magnetische Messungen an Heuslerschen Zinn-Manganbronzen;

von E. Take und A. Semm.

[Vorläufige Mitteilung [1])].

(Eingegangen am 5. November 1914.)

Einleitung.

An Manganzinn stellte Fr. Heusler [2]) 1898 zum ersten Male fest, daß Legierungen aus schwach magnetisierbaren Komponenten stark ferromagnetische Eigenschaften besitzen können. Die ersten diesbezüglichen magnetometrischen Messungen wurden dann, und zwar an Manganzinn-Kupfer, in den folgenden Jahren von E. Haupt [2]) ausgeführt. Hierzu stellte Heusler aus 30proz. Mangankupfer vier Legierungen her, welche auf 1 Atom Zinn 2, 3, 4 bzw. 6 Atome Mangan enthielten. Die Proben wurden vor der Messung durch längeres Erhitzen in siedendem Toluol (110°) künstlich gealtert. Bei diesen vorläufigen Versuchen fand nun Haupt für eine maximale Feldstärke $\mathfrak{H} = 150$ Gauß die folgenden Werte der Magnetisierungsintensität $\mathfrak{J}$:

Tabelle 1.

Guß Nr.	Angenäherte Zusammensetzung				Magnetisierung $\mathfrak{J}$ ($\mathfrak{H} = 150$)
	Atome Sn	Atome Mn	Atome Cu	Gew.-Proz. Sn	
9	1	2	4	24,6	fast 0
13	1	3	6	17,9	107
10	1	4	8	14,0	75
11	1	6	12	9,8	36

[1]) Die ausführliche Mitteilung befindet sich als Marburger Inauguraldissertation von A. Semm im Druck. Vgl. auch die vor kurzem erschienene Mitteilung von Fr. Heusler, Über Mangan-Zinnkupfer. ZS. f. anorg. Chem. 88, 185—188. 1914.

[2]) Fr. Heusler, Über magnetische Manganlegierungen, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 219, 1903 (1901). Ferner Fr. Heusler, W. Starck und E. Haupt, Magnetisch-chemische Studien, Ebenda 5, 219—232, 1903. Nach diesen kurzen vorläufigen Mitteilungen erschien dann später eine ausführliche Mitteilung in den Schriften d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg (5) 13, 237—300, 1904: Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagne-

Hieraus schien zunächst zu folgen, daß eine maximale Magnetisierbarkeit bei einem Mischungsverhältnis von 1 Atom Zinn zu 3 Atomen Mangan liege, also bei einer Manganbronze mit rund 18 Proz. Sn. Qualitative Beobachtungen an kupferfreien Manganzinnlegierungen deuteten auf ein ähnliches Maximum. Zur Erklärung dieser Tatsachen nahm HEUSLER bereits damals das Vorhandensein chemischer Vorgänge bzw. Verbindungen an[1]).

In der folgenden Zeit wurde den Zinn-Manganbronzen weniger Beachtung geschenkt, da die Aluminium-Manganbronzen[2]) einen noch bei weitem stärkeren Ferromagnetismus aufwiesen und sich daher zu eingehenden quantitativen Untersuchungen besser eigneten.

Manganzinn ist dann erst wieder untersucht worden von R. S. WILLIAMS[3]), allerdings nur rein qualitativ mit Hilfe einer Kompaßnadel. Er findet dabei ein Maximum der Magnetisierung, welches er einer Verbindung Mn_4Sn zuschreibt. Außerdem nimmt WILLIAMS auch noch eine Verbindung Mn_2Sn an, die aber relativ nur schwach magnetisierbar ist.

Auch FASSBENDER[4]) findet im Marburger Institut bei Versuchen mit Manganzinnpulvern, welche auf Veranlassung von FR. HEUSLER angestellt wurden, ein Maximum der Magnetisierung bei Mn_4Sn. Er spricht jedoch die Vermutung aus, daß das wirkliche Maximum eventuell bei einem geringeren Mangangehalt, etwa bei Mn_3Sn, liegen könne.

Neuerdings haben nun A. D. ROSS uud R. C. GRAY[5]) die magnetometrischen Messungen an Zinn-Manganbronzen wieder aufgenommen. Ihre Legierungen stellten sie aus 30proz. Mangankupfer her, der Zinngehalt ihrer Versuchsproben betrug 14, 16,

---

tischer Metalle, von FR. HEUSLER und — unter Mitwirkung von F. RICHARZ — von W. STARCK und E. HAUPT. Der experimentelle Teil kam in der Inauguraldissertation von E. HAUPT, Marburg 1904, ganz zum Abdruck. Vgl. ferner den Auszug von E. HAUPT in der Naturw. Rundsch. **21**, 69—71, 1906.

[1]) Vgl. FR. HEUSLER, Magnetische Manganlegierungen. Wallach-Festschr., S. 467—477, speziell S. 468. Göttingen, Verlag von Vandenhoeck und Ruprecht, 1909.

[2]) Eine vollkommene Zusammenstellung der gesamten diesbezüglichen, bis zum Jahre 1912 erschienenen Literatur hat E. TAKE gegeben in der Phys. ZS. **13**, 897—898, 1912 und in den Trans. of the Faraday Soc. **8** [1], 1912.

[3]) R. S. WILLIAMS, ZS. f. anorg. Chem. **55**, 24—31, 1907.

[4]) H. FASSBENDER, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 262, 1908.

[5]) A. D. ROSS und R. C. GRAY, Edinburgh Proc. **31**, 85—99, 1910; vgl. auch Trans. of the Faraday Soc. **8**, 92, 1912.

18, 30, 38 und 48 Proz. Dabei ergab sich ein zweites, und zwar stärkeres Maximum der Magnetisierbarkeit bei der Legierung, welche 38 Proz. Zinn enthielt, also wesentlich mehr Zinn als die oben erwähnte, von HEUSLER hergestellte und von HAUPT quantitativ untersuchte Manganbronze mit nur 17,9 Proz. Zinn, entsprechend dem damals gefundenen ersten Maximum der Magnetisierbarkeit.

Diese Beobachtung kam nun HEUSLER keineswegs unerwartet. Inzwischen war es ihm ja gelungen, auf Grund der eingehenden quantitativen Messungen von STARCK[1]), HAUPT[1]) und PREUSSER[2]) an den Aluminium-Manganbronzen eine wohl begründete Hypothese über den Träger der dabei beobachteten ferromagnetischen Eigenschaften aufzustellen, daß nämlich diese an das Auftreten der chemischen Verbindung $[Al(Mn, Cu)_3]_x$ geknüpft[3]) sind. In vollkommener Parallele hierzu vermutete nun HEUSLER bereits seit längerer Zeit[4]) auch bei den Zinn-Manganbronzen ganz analoge Verhältnisse, insofern hier nur die Komponente Al durch Sn zu ersetzen sei, so daß dann also bei den Zinn-Mangankupferlegierungen eine chemische Verbindung $[Sn(Mn, Cu)_3]_x$ Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften wäre (vgl. weiter unten). Jedenfalls gaben für HEUSLER nunmehr die Ergebnisse der beiden englischen Forscher den Anstoß, die längst beabsichtigte Wiederaufnahme der Versuche mit den Zinn-Manganbronzen auszuführen; die in folgendem mitgeteilten Messungen wurden auf seine Veranlassung angestellt[5]).

Die Methoden und Apparate der Untersuchung.

Zur Bestimmung der Magnetisierungsintensität der Versuchsproben wurde die magnetometrische Methode benutzt. Hierzu war bisher im Marburger Physikalischen Institut ein EDELMANNsches Magnetometer[6]) im Gebrauch. Indessen waren in den letzten Jahren, nach dem Bau einer städtischen elektrischen Zentrale und

---

1) Vgl. Fußnote 2 auf S. 971.
2) W. PREUSSER, Inaug.-Diss. Marburg 1908.
3) FR. HEUSLER und F. RICHARZ, ZS. f. anorg. Chem. **61**, 265—279, 1909. Vgl. ferner FR. HEUSLER und E. TAKE, Phys. ZS. **13**, 897—908, 1912.
4) Vgl. FR. HEUSLER, Phys. ZS. **13**, 908, 1912.
5) Vgl. die demnächst erscheinende Marburger Dissertation von A. SEMM.
6) Vgl. Marburger Gesellschaftsschrift 1904, l. c., S. 288 ff.

einer elektrischen Straßenbahn, die elektromagnetischen Störungen zu groß, um mit diesem Instrument weiterhin noch genaue Messungen ausführen zu können. Es wurde deshalb das alte Magnetometer durch ein störungsfreies Torsionsmagnetometer ersetzt, wie es KOHLRAUSCH und HOLBORN[1]) angegeben haben. Bei der Konstruktion dieses Instrumentes sind außerdem noch briefliche Mitteilungen und Ratschläge von Herrn E. GUMLICH verwertet worden, dem wir auch an dieser Stelle für seine liebenswürdige Auskunft unseren herzlichsten Dank aussprechen möchten. Im übrigen jedoch wurden von den oben erwähnten Angaben in verschiedenen Punkten auch Abänderungen vorgenommen, wie die genauen Konstruktionsangaben in der demnächst erscheinenden ausführlichen Mitteilung[2]) zeigen werden. Dieselbe bringt zudem Mitteilungen über die Justierung und Eichung unseres störungsfreien Magnetometers und über die benutzte Ausführung der magnetometrischen Methode.

Die Ermittelung der magnetischen Umwandlungspunkte geschah nach zwei verschiedenen Methoden, bei den nur schwach magnetisierbaren Proben und bei allen nicht zylindrisch geformten Probestücken mittels eines Magnetoskops und bei den stärker magnetisierbaren in kreiszylindrischer Form auf ballistischem Wege. Die hierbei benutzten Apparate sind ganz in Anlehnung an diejenigen konstruiert, welche bei früheren Messungen[3]) benutzt wurden.

Die Versuchsergebnisse.

a) Magnetisierung und chemische Zusammensetzung.

Die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit der Zinn-Manganbronzen von ihrer chemischen Zusammensetzung ist durch die magnetischen Sättigungswerte[4]) gegeben, welche nach längerer

---

[1]) F. KOHLRAUSCH und L. HOLBORN, Ann. d. Phys. (4) **10**, 287, 1903.

[2]) Vgl. Fußnote 5 auf voriger Seite.

[3]) E. TAKE, Alterungs- und Umwandlungsstudien an HEUSLERschen ferromagnetisierbaren Aluminium-Manganbronzen, insbesondere an Schmiedeproben. Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Kl. (N. F.) 8, 13, 1911 (Marburger Habilitationsschrift 1911).

[4]) Wie die Darstellungen des nächsten Kapitels zeigen werden, ist bei einer Feldstärke von 1000 Gauß zwar noch keine wirkliche Sättigung erreicht, doch sind wir hier derselben schon so nahe, daß wir aus den vorliegenden Daten sicherlich ein nahezu richtiges Bild erhalten.

Alterung durch Erhitzen in siedendem Toluol (110°) erhalten wurden. Nun zeigte sich allerdings, daß im vorliegenden Falle die Sättigungswerte ($\mathfrak{H} = 1000$ Gauß) beim Altern nicht stetig bis zu einem stabilen Endwerte anwachsen, wie dies ja bei den Aluminiumbronzen[1]) der Fall ist, vielmehr schwanken diese Werte zunächst zum Teil beträchtlich hin und her, um schließlich nach längerer Alterungsdauer einem konstanten Endwerte zuzustreben (vgl. weiter unten). In der folgenden Tabelle 2 sind diese Endwerte der magnetischen Sättigung (1000 Gauß) angegeben, wie sie nach 1500stündiger Alterung bei 110° erhalten wurden.

Tabelle 2.

Guß Nr.	Angenäherte Zusammensetzung			Magnetisierung $\mathfrak{J}$ ($\mathfrak{H} = 1000$ Gauß)	
	Atom-verhältnis	Gew.-Proz. Zinn	Atom-Proz. Zinn	im Anlieferungszustande	nach 1500-stünd. Alterg. bei 110°
	a) Konzentrationsreihe I des 30proz. Mangankupfers.				
I 20	SnM_2	49,4	33,3	41	34
I 27,5	$SnM_{2,75}$	41,6	26,6	418	263
I 30	SnM_3	39,6	25,0	405	286
I 35	$SnM_{3,5}$	36,0	22,2	49	41
I 40	SnM_4	32,9	20,0	53	37
I 50	SnM_5	28,2	16,7	24	22
9 [2])	SnM_6	24,6	14,3	fast 0	fast 0 [3])
13 [2])	SnM_9	17,9	10,0	—	etwa 150 [3])
10 [2])	SnM_{12}	14,0	7,7	—	etwa 90 [3])
11 [2])	SnM_{18}	9,8	5,3	—	etwa 60 [3])
	b) Konzentrationsreihe II des 15proz. Mangankupfers.				
II 20	SnM_2	48,8	33,3	25	19
II 30	SnM_3	38,9	25,0	102	68
II 40	SnM_4	32,2	20,0	10	9
II 90	SnM_9	17,5	10,0	7,5	8
	c) Konzentrationsreihe III des 7,5proz. Mangankupfers.				
III 30	SnM_3	38,6	25,0	—	etwa 3

[1]) Vgl. E. Take, Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, l. c. 1911, ferner die vorläufige Mitteilung in den Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1059—1084, 1910 und den Auszug in der Naturw. Rundsch. **26**, 505—508 und 521—524, 1911. Siehe auch Fr. Heusler und E. Take, Phys. ZS. **13**, 897—908, 1912.

[2]) Ältere Proben von E. Haupt (vgl. Tabelle 1).

[3]) Alterungsdauer betrug nur etwa 50 Stunden.

Die erste Versuchsreihe enthält diejenigen Proben, welche durch Legieren von 30proz. Mangankupfer mit wechselnden Mengen Zinn erhalten wurden, und zwar derart, daß auf 1 Atom Zinn verschiedene Atome M kamen. Dabei bedeutet M ein Gemisch von $^2/_3$ Kupfer- und $^1/_3$ Manganatomen, wie es (wegen Atomgewicht Cu = 63,57 und Atomgewicht Mn = 54,93) im 30proz. Mangankupfer vorliegt ($M = {}^1/_3\, Mn_1\, Cu_2$). Eine zweite Versuchsreihe bezieht sich auf Legierungen, welche aus 15proz. Mangankupfer hergestellt wurden. M bedeutet hier also ein Gemisch von $^5/_6$ Kupfer- und $^1/_6$ Manganatomen ($M = {}^1/_6\, Mn_1\, Cu_5$). Schließlich kam auch noch eine Legierung zur Untersuchung, welche der Konzentrationsreihe des 7,5proz. Mangankupfers angehört, in der $M = {}^1/_{12}\, Mn_1\, Cu_{11}$ zu setzen ist.

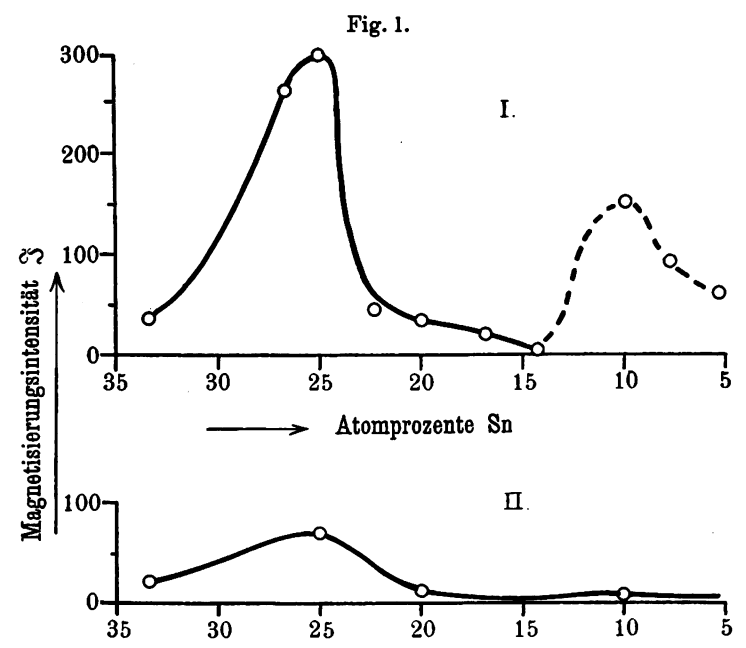
Ein Blick auf die Werte der Tabelle 2 zeigt nun sofort, daß sowohl in der Konzentrationsreihe des 30proz. wie auch in der des 15proz. Mangankupfers die Legierung $Sn\,M_3$ — bestehend aus einem Zinn-, einem Mangan- und zwei Kupferatomen — dem Maximum der Magnetisierbarkeit entspricht. In Fig. 1 sind diese Verhältnisse graphisch wiedergegeben. Als Abszissen sind die Atomprozente Zinn gewählt, während die Ordinaten den Sättigungswerten der Magnetisierung nach 1500stündiger Alterung bei 110° entsprechen. Wie die Fig. 1 zeigt, liegt in beiden Kurven das erste stark ausgeprägte Maximum der Magnetisierung jeweilig bei der Legierung mit 25 Atomproz. (bzw. 39,6 Gew.-Proz.) Zinn entsprechend dem Atomverhältnis $Sn\,M_3$.

Dies bedeutet aber eine glänzende Bestätigung der Hypothese Heuslers, wonach das Auftreten der ferromagnetischen Eigenschaften an das Vorhandensein einer chemischen Verbindung $[Sn(Mn, Cu)_3]_x$ oder in der abgekürzten Form $(Sn\,M_3)_x$ geknüpft sei[1]). Es stellt sich demnach eine weitgehende Analogie heraus zwischen den ferromagnetischen Eigenschaften der Legierungen von Mangankupfer mit Aluminium einerseits und von Mangankupfer mit Zinn andererseits. Eine solche Analogie hatte ja Heusler, wie oben bereits erwähnt wurde, auch erwartet, und zwar gestützt auf die Tatsache, daß sowohl eine Verbindung $AlCu_3$, wie auch eine solche $SnCu_3$ bekannt ist. Die Annahme

1) Fr. Heusler, Phys. ZS. **13**, 908, 1912 und ZS. f. anorg. Chem. **88**, 185—188, 1914.

Heuslers ging nun dahin, daß ebenso wie in der Verbindung $AlCu_3$ oder besser $(AlCu_3)_x$ auch in der Verbindung $(SnCu_3)_x$ das Kupfer in wechselnden Mengen isomorph durch Mn ersetzt werden kann, wodurch dann Verbindungen $[Sn(Mn, Cu)_3]_x$ entstehen, und diese letzteren betrachtet er als den Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften. Der Ferromagnetismus steigt also mit zunehmendem Mangangehalt und erreicht nach den vorliegenden Messungen stabile Alterungs-Endwerte von $\mathfrak{J}$ = etwa 286 für Legierungen,

Fig. 1.



Die Sättigungsmagnetisierung ($\mathfrak{H}$ = 1000) der Zinn-Manganbronzen in Abhängigkeit von deren chemischer Zusammensetzung. Kurve I entspricht der Konzentrationsreihe des 30 proz. Mangankupfers, Kurve II derjenigen des 15 proz. Mangankupfers.

welche nach der Form $(Sn_1Mn_1Cu_2)_x$ zusammengesetzt sind. Die maximal beobachteten $\mathfrak{J}$-Werte liegen bei etwa 420 abs. Einh.

Auf Grund dieser Hypothese Heuslers, daß der Ferromagnetismus an das Vorhandensein einer chemischen Verbindung $(SnM_3)_x$ geknüpft ist, konnte er nun voraussehen, daß eine Legierung von nur etwa 7,3 Proz. Mn und 92,7 Proz. Cu auch noch ferromagnetische Eigenschaften zeigen müsse, wenn man sie mit der dieser Formel entsprechenden Menge Zinn legiert. In der Tat

konnte dieses Verhalten durch die eigens zu diesem Zwecke gegossene Legierung III 30 der Konzentrationsreihe III (vgl. Tab. 2) erwiesen werden; hier hat sich nach der Alterung bei 110° eine Sättigungsmagnetisierung $\mathfrak{J} = 3$ ergeben.

Wir sehen jetzt auch, warum die beiden englischen Forscher Ross und Gray (l. c.) unter den sechs von ihnen untersuchten Zinnbronzen diejenige mit 38 Proz. Zinn als die am stärksten magnetisierbare fanden, diese Legierung war eben zufälligerweise vom eigentlichen Maximum (39,6 Gewichtsprozente Zinn) nicht weit entfernt.

Bisher haben wir nur von dem ersten großen Maximum geredet, welches in den beiden Kurven der Fig. 1 entsprechend einem Gehalt von 25 Atomprozenten Zinn ausgeprägt ist. Ein Blick auf diese Figur läßt aber erkennen, daß mit zunehmendem Zinngehalt in beiden Kurven I und II noch ein zweites, flacheres Maximum der Magnetisierung vorhanden ist. Hierbei sind auch die älteren Messungen von Haupt (Tab. 1) noch berücksichtigt. Da letztere jedoch nur bis zu einer Feldstärke von 150 Gauß reichen und hier die Magnetisierung von einer Sättigung noch ziemlich weit entfernt ist, so haben wir die Magnetisierungswerte nach den von Haupt veröffentlichten Angaben[1]) bis zu 1000 Gauß Feldstärke zu extrapolieren versucht, wodurch dann ein Vergleich mit unseren neuen Messungen möglich wird. Diese extrapolierten Zahlen sind in Tab. 2 bei der Konzentrationsreihe I des 30 proz. Mangankupfers mit angeführt, und in Fig. 1 ist das diesen Hauptschen Werten entsprechende Kurvenstück gestrichelt gezeichnet. Wie das zweite Maximum der Magnetisierung zu erklären sei, läßt sich vorläufig noch nicht sagen; auch ist ein Analogon bei den Aluminium-Manganbronzen bisher noch nicht beobachtet worden.

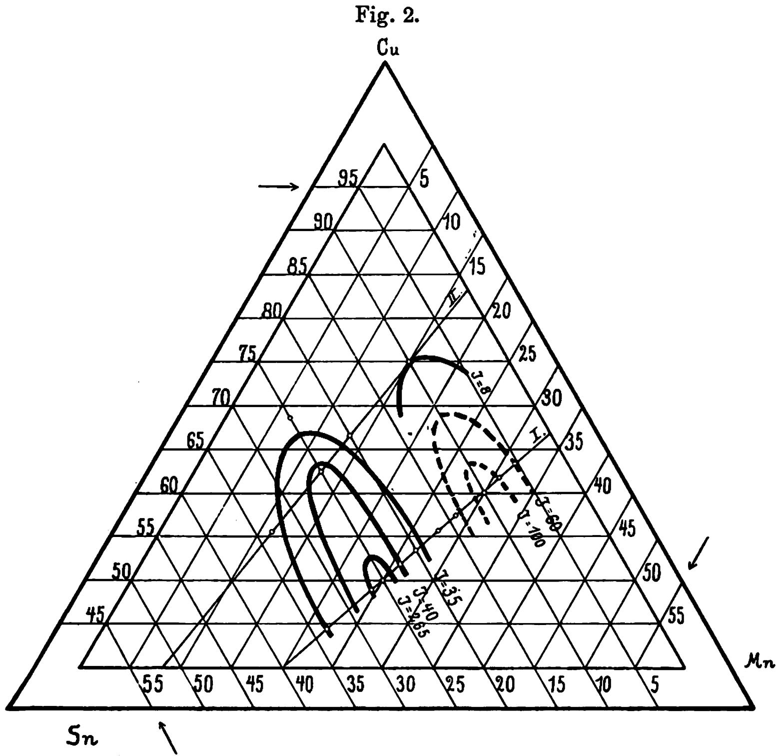
Zum Schluß sollen die erhaltenen Resultate im van 't Hoffschen Dreieck veranschaulicht werden. In demselben bedeuten die drei Ecken die reinen Metalle Zinn, Mangan und Kupfer, während auf den drei Seiten die Atom-Prozente dieser Komponenten aufgetragen sind. Die Legierungen mit z. B. gleichen Atomprozenten Zinn liegen dann auf der der Mangankupferkante

---

[1]) E. Haupt, Marburger Gesellschaftsschrift 1904, l. c., S. 262 und Tab. VIII auf S. 267.

parallelen Geraden, was zum Zweck der besseren Orientierung durch einen Pfeil angedeutet ist. Es entspricht also jeder Legierung von drei der genannten Komponenten ein Punkt des Dreiecks. Die Höhe der gemessenen Sättigungsmagnetisierung kann man sich dann durch die Länge einer in dem betreffenden Punkte errichteten Senkrechten aufgetragen denken. Der Gebirgszug, welcher so dargestellt wird, hat zwei Kammlinien, einen

Fig. 2.



Darstellung der Magnetisierung ($\mathfrak{H} = 1000$) der Zinn-Manganbronzen in Abhängigkeit von deren chemischer Zusammensetzung (Atomprozente) im van 't Hoffschen Dreieck. Die Linien I und II entsprechen den Konzentrationsreihen des 30 bzw. 15 proz. Mangankupfers.

Hauptkamm in der Linie von 25 Atomprozenten Zinn und einen niedrigeren, anscheinend fast parallel zum ersteren verlaufenden Nebenkamm, der auch die Hauptschen Messungen mit umfaßt, und der bei den Aluminium-Manganbronzen noch nicht bekannt ist. Der bei den letzteren gefundene eine Kamm liegt bei

25 Atomprozenten Aluminium[1]). Die Fig. 2 zeigt die obere Ecke des VAN 'T HOFFschen Dreiecks und — idealisiert — den Verlauf der Gipfel- und Höhenlinien. Die einzelnen Beobachtungen sind in Form von kleinen Kreisen eingetragen.

b) Die beobachteten Magnetisierungserscheinungen in physikalischer Beleuchtung.

Umwandlungspunkte. Durch die eingehenden Alterungs- und Umwandlungsstudien, welche an den Aluminium-Manganbronzen angestellt wurden[2]), ist gezeigt worden, in wie inniger Weise die ganzen Alterungs- und Magnetisierungserscheinungen von der Höhe der gewählten Alterungstemperatur in relativer Lage zu den magnetischen Umwandlungspunkten abhängen. Aus diesem Grunde wurde bei den von HEUSLER für die vorliegenden Messungen gegossenen Versuchsproben — entweder ballistisch oder mittels Magnetoskops — zunächst die Lage des magnetischen Umwandlungspunktes festgelegt. Auffallenderweise ist dieselbe bei den Zinn-Manganbronzen bei weitem nicht so stark von der jeweiligen thermischen Vorgeschichte abhängig, wie bei den Aluminiumbronzen. Abschreckung von 600° in Wasser von Zimmertemperatur oder auch langsame, 30stündige Erkaltung von 800° bis Zimmertemperatur ließen kaum eine Verschiebung der Umwandlungstemperatur erkennen, was gegenüber den an Aluminiumlegierungen beobachteten gewaltigen Unterschieden sehr überraschend war. Die dort gefundenen Gesetzmäßigkeiten[2]) zeigten hier also kein Analogon. Die Höhe des ursprünglichen, primären Umwandlungspunktes ungealterter Bronzen lag bei sämtlichen Proben zwischen 240 und 285°. Außerdem wurde auch die Lage der magnetischen Umwandlung nach 1500stündiger Alterung bei 110° gemessen, dieselbe lag bei allen untersuchten Proben zwischen 300 und 306°, also ebenfalls nur wenig höher als im ursprünglichen, ungealterten Zustande.

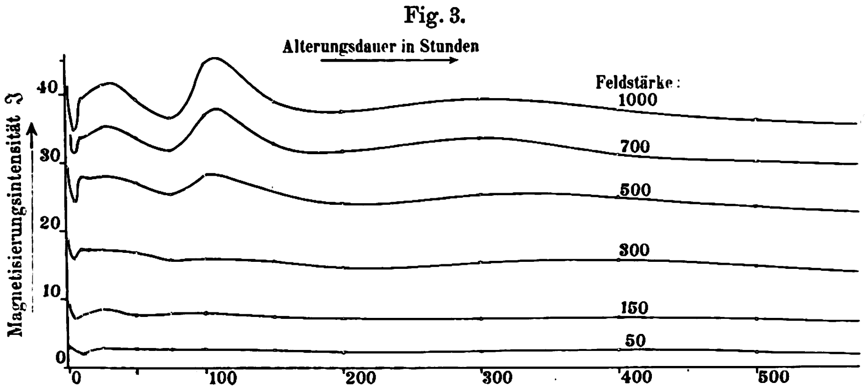
---

[1]) Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß bei den bisherigen Darstellungen des VAN 'T HOFFschen Dreiecks für die Aluminium-Manganbronzen die Gewichtsprozente aufgetragen sind (vgl. Wallach-Festschr., l. c., S. 472, ferner die Marburger Diss. von PREUSSER, l. c., S. 80, dann ZS. f. anorg. Chem. **61**, 277, 1909 und Phys. ZS. **13**, 901, 1912). Eine Darstellung in Atomprozenten würde hier dieselbe Lage der Kammlinie wie bei den Zinn-Manganbronzen ergeben.

[2]) E. TAKE, Abhdl. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Kl. (N. F.) 8, Nr. 2, 1911, ferner Phys. ZS. **13**, 897—908, 1912.

Alterung und Magnetisierung. Da ein Einfluß der thermischen Vorbehandlung auf die Lage der magnetischen Umwandlung bei den vorliegenden Proben kaum zu erkennen war, so wurden sämtliche Bronzen in demjenigen Zustande zur Alterung gebracht, wie wir sie aus dem Gusse erhielten. Es kam nun darauf an, die Höhe derjenigen Alterungstemperatur zu bestimmen, welche für die Aufdeckung der einzelnen Alterungsstrukturumlagerungen möglichst günstig schien. Nach den Versuchsergebnissen an Aluminium-Manganbronzen müßte dies eine Temperatur sein, die möglichst tief unterhalb des ursprünglichen Umwandlungspunktes der abgeschreckten Proben gelegen ist. Aus diesem Grunde wurde schließlich für die sämtlichen Versuchs-

Fig. 3.



Die Magnetisierungsänderungen der Zinn-Manganbronze I 20 als Funktion der Alterungsdauer (Stunden). Alterungstemperatur 110°. Ursprünglicher magnetischer Umwandlungspunkt 264°. Parameter: effektive Feldstärke.

reihen die Alterungstemperatur des siedenden Toluols (110°) gewählt, nachdem sich durch Vorversuche herausgestellt hatte, daß eine noch niedrigere Alterungstemperatur von 80° im Prinzip doch zu denselben Magnetisierungsvorgängen führte, während sich eine höhere Alterungstemperatur von 209 bzw. 140° für die Entwickelung der Magnetisierungswerte sehr ungünstig erwies.

Die durch Alterung (110°) der Versuchsproben in Tab. 2 erhaltenen Magnetisierungswerte werden in der Dissertation des einen von uns[1]) demnächst in ausführlichen tabellarischen und graphischen Darstellungen veröffentlicht werden. Es mögen im

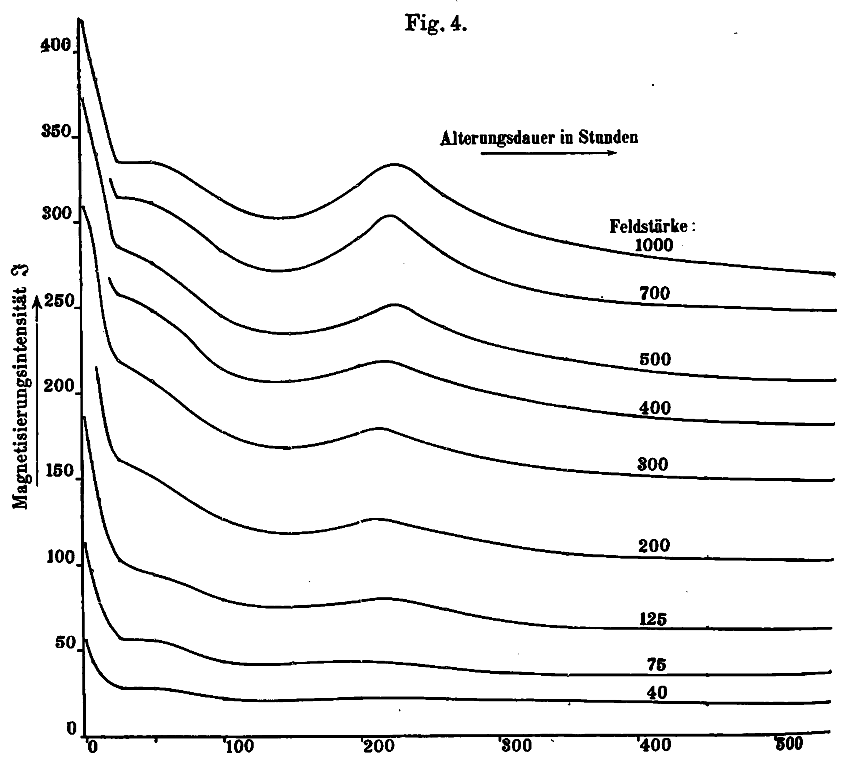
---

[1]) A. Semm, l. c., vgl. Fußnote 1 auf S. 971.

folgenden nur noch einige Hauptzüge der Versuchsresultate kurz erwähnt werden.

Während die abgeschreckten Aluminium-Manganbronzen vor der Alterung zunächst nur schwach magnetisierbar sind und erst durch Alterung einen starken Ferromagnetismus aufweisen, der dann schließlich sich einem stabilen Endzustande nähert, ist das

Fig. 4.

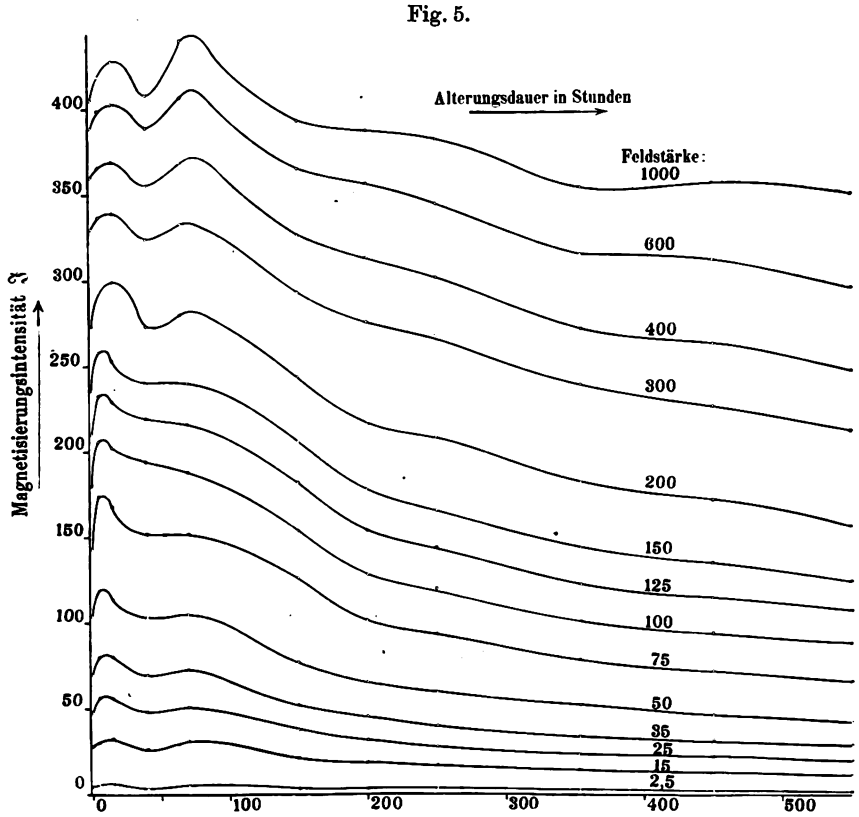


Die Magnetisierungsänderungen der Zinn-Manganbronze I 27,5 als Funktion der Alterungsdauer (Stunden). Alterungstemperatur 110°. Ursprünglicher magnetischer Umwandlungspunkt 275°. Parameter: effektive Feldstärke.

Verhalten der Zinn-Manganbronzen fast in jeder Hinsicht ein anderes. In den Fig. 3 bis 6 sind die Magnetisierungswerte der Proben I 20, I 27,5, I 30 und II 30 als Funktion der Alterungsdauer (in Stunden) aufgetragen, wobei die magnetisierende Feldstärke als Parameter gewählt wurde. Man erkennt hieraus zunächst, daß sämtliche Proben bereits bei Beginn der Alterung eine relativ hohe Magnetisierung aufweisen, wie auch aus den

Zahlen der Tab. 2 zu ersehen ist. Diese Anfangswerte der Magnetisierung werden dann, auch bei den stärksten magnetischen Feldern von 1000 Gauß, durch längere Alterung keineswegs verstärkt, vielmehr weisen die sämtlichen Proben — im Gegensatz zu den Aluminium-Manganbronzen — nach einer Alterungsdauer von 1500 Stunden einen geringeren Sättigungswert auf als zu

Fig. 5.



Die Magnetisierungsänderungen der Zinn-Manganbronze I 30 als Funktion der Alterungsdauer (Stunden). Alterungstemperatur 110°. Ursprünglicher magnetischer Umwandlungspunkt 264°. Parameter: effektive Feldstärke.

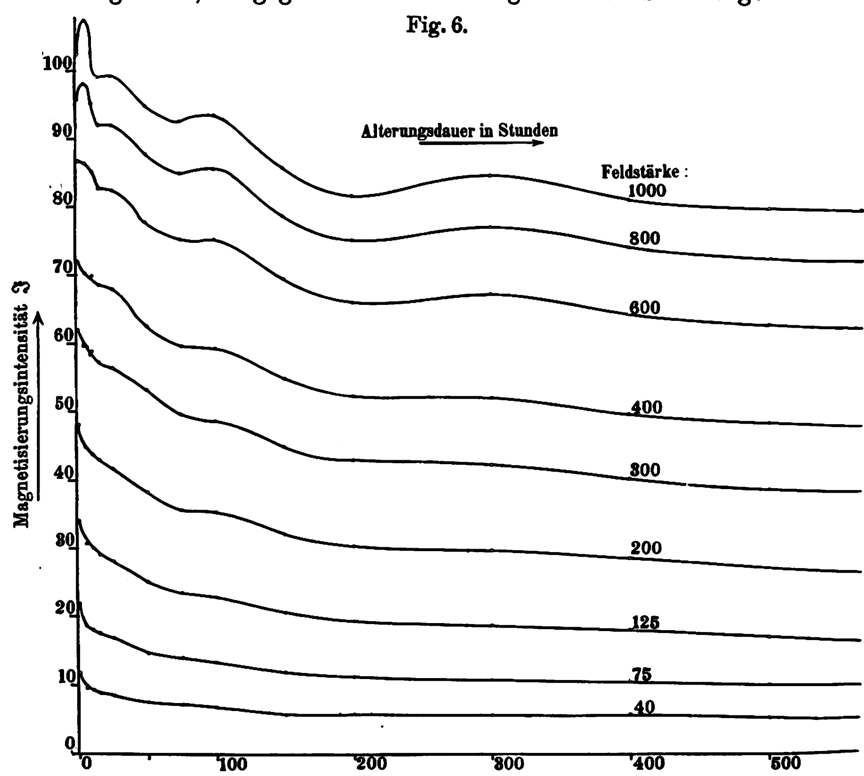
Beginn derselben, obwohl nach dieser Alterungszeit der stabile Endzustand der Strukturumlagerungen bereits erreicht zu sein scheint.

Die ganzen Alterungskurven unserer Zinnlegierungen haben also ein wesentlich anderes Aussehen als diejenigen, welche bei

*

den Aluminium-Manganbronzen gefunden wurden[1]). Hierbei sei allerdings besonders darauf aufmerksam gemacht, daß die untersuchten Zinn-Mangankupferproben Gußstücke sind, während das von Asteroth und später eingehend von dem einen (Take) von uns untersuchte schmiedbare Aluminium-Mangankupfermaterial gewalzt, ausgeglüht und dann abgeschreckt bzw. langsam ab-

Fig. 6.



Die Magnetisierungsänderungen der Zinn-Manganbronze II 30 als Funktion der Alterungsdauer (Stunden). Alterungstemperatur 110°. Ursprünglicher magnetischer Umwandlungspunkt 265°. Parameter: effektive Feldstärke.

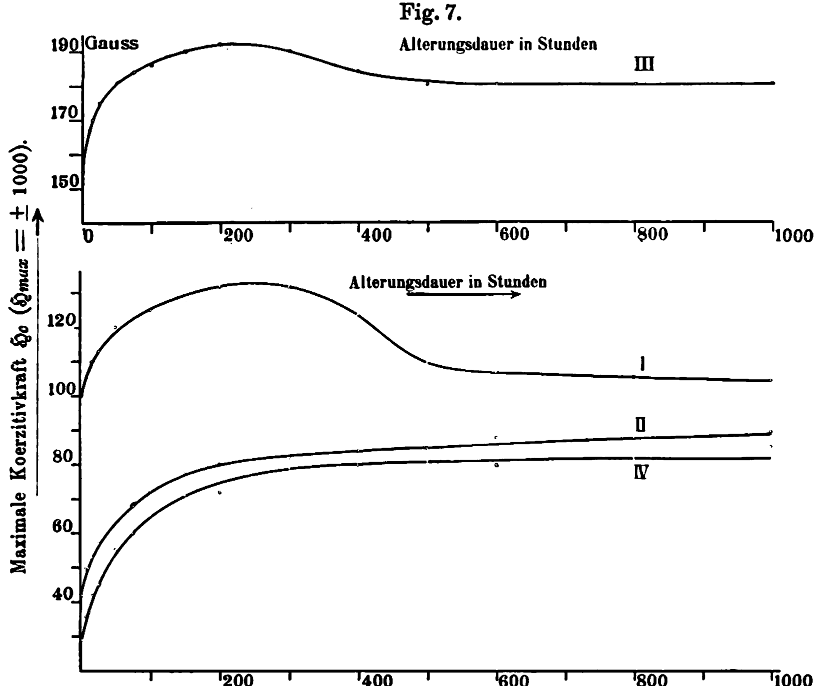
gekühlt war. Besonders auffallend ist es auch, daß manche Legierungen direkt nach Beginn der Alterung zunächst eine starke Abnahme ihrer sämtlichen Magnetisierungswerte zeigen und erst weiterhin dieselben wieder verstärken (vgl. Fig. 3 und 4). Diese

[1]) E. Take, vgl. speziell die Fig. 1 bis 12 in der oben zitierten Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1911, ferner die Figur auf S. 1068 der Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1910 und Fig. 2 auf S. 903 der Phys. ZS. **13**, 1912.

Erscheinung wurde bisher bei den Aluminiumbronzen noch nie beobachtet. Im übrigen sind bei den meisten vorliegenden Proben während der ersten Alterungszeiten zwei deutlich ausgeprägte Maxima der Sättigungsmagnetisierung ($\mathfrak{H} = 1000$) vorhanden, deren Lage bei den einzelnen Bronzen eine verschiedene ist.

Eine Erklärung für die beobachteten Alterungserscheinungen ist vorläufig noch nicht möglich. Es läßt sich nur so viel sagen,

Fig. 7.



Die maximale Koerzitivkraft ($\mathfrak{H}_{max} = \pm 1000$) als Funktion der Alterungsdauer (Stunden bei den Zinn-Manganbronzen I 20 (Kurve I), I 35 (Kurve II), II 20 (Kurve III) und II 30 (Kurve IV). Alterungstemperatur 110°.

daß beim Altern mehrere Konstitutionsänderungen auftreten, deren Superposition zu den verwickelten Versuchsresultaten führt. Offenbar scheinen die ganzen Alterungsvorgänge im vorliegenden Falle noch komplizierter zu sein als bei den analog zusammengesetzten Aluminiumlegierungen. Hier ist es ja dem einen von uns[1]) gelungen, die ganzen beobachteten Alterungsverhältnisse durch das

[1]) E. Take, Göttinger Abh. 1911, l. c.

Zusammenwirken zweier Strukturumlagerungen zu erklären. Durch die erste werden die ferromagnetischen Elementarmagnete ausgebildet, entsprechend der HEUSLERschen chemischen Verbindung $(AlM_3)_x$, während die zweite Alterungsumlagerung eine Abnahme der freien Richtbarkeit der entwickelten Elementarmagnete zur Folge hat. Diese zweite Alterungsumlagerung erklärte der eine (TAKE) von uns durch Komplexbildung (Polymerisation), wie sie RICHARZ auch zur Erklärung der HEUSLER-ASTEROTHschen Versuche[1]) angenommen hat. Ein Maß für die Größe dieser zweiten Strukturänderung beim Altern ist also direkt durch den Verlauf der maximalen Koerzitivkraft gegeben.

Es war also noch von Interesse, auch bei den Zinn-Manganbronzen die maximale Koerzitivkraft entsprechend dem Magnetisierungszykel zwischen $\pm$ 1000 Gauß in ihrem Alterungsverlauf zu untersuchen. Die Ergebnisse sind für die vier Proben I 20, I 35, II 20 und II 30 in Fig. 7 dargestellt. Bei den Proben I 35 und II 30 stimmen diese Kurven mit den an Aluminiumbronzen erhaltenen überein. Bei I 20 und II 20 dagegen ergibt sich für längere Alterungsdauer wieder eine Abnahme der maximalen Koerzitivkraft, was in Analogie zu den bei den Aluminiumproben erhaltenen Koerzitivkraftkurven wohl dadurch zu erklären ist, daß für diese Legierungen bei einem Felde von 1000 Gauß die Magnetisierung von ihrer Sättigung noch weiter entfernt ist. — Nebenbei sei übrigens noch auf die enorm hohen Werte der Koerzitivkraft bis zu **190** Gauß aufmerksam gemacht, welche auch hier bei den Zinnbronzen durch längere Alterung sich ergaben, während bei den Aluminiumproben als höchster Wert 172 Gauß festgestellt wurden.

Nach der Hypothese HEUSLERS ist Träger der stark ferromagnetischen Eigenschaften bei den Zinn-Manganbronzen eine chemische Verbindung $[Sn(Mn, Cu)_3]_x$. Woher es nun aber kommt, daß gerade bei dieser ganz bestimmten chemischen Verbindung mit einem Male stark ferromagnetische Eigenschaften auftreten, wissen wir einstweilen noch nicht. Indessen haben RICHARZ, WEISS und auch der eine von uns (TAKE) verschiedene Hypo-

[1]) FR. HEUSLER, Sitzungsber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg, Nov. 1905, S. 98. P. ASTEROTH, Inaug.-Diss. Marburg 1907, ferner Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 21—32, 1908 und Naturw. Rundsch. **23**, 249—250, 1908.

thesen[1]) ausgesprochen, wie die analoge Erscheinung bei den Aluminiumbronzen physikalisch zu erklären sei. Diese Hypothesen können natürlich auf die vorliegenden Verhältnisse bei den Zinnlegierungen einfach übertragen werden.

Richarz weist auf Grund seiner Erklärung des Atommagnetismus durch rotierende Elektronen[2]) auf mehrere Möglichkeiten hin, wie man sich die stark ferromagnetischen Eigenschaften der chemischen Verbindung $(AlM_3)_x$ vorstellen könne. Einmal sei es möglich[3]), daß die Bildung der starken Elementarmagnete durch konstitutive Änderungen der Struktur bedingt werde, wodurch innerhalb des Molekularverbandes Elektronen zur Rotation gelangen, die vorher nicht rotierten. Zweitens sei es denkbar[4]), daß im stark magnetischen Zustande Magnetisierungselektronen mit größerer Geschwindigkeit oder in weiteren Bahnen rotierend vorhanden seien als im schwach magnetischen Zustande. Eine dritte Möglichkeit[5]), auf die zum Teil auch Weiss[6]) aufmerksam gemacht hat, sei die, daß im Manganatom die Zirkulation gewisser Elementarquanta oder die Richtbarkeit der rotierenden Elementarquanten für gewöhnlich durch benachbarte, elektrisch entgegengesetzt geladene Elementarquanten behindert sein könne, daß dagegen diese Behinderung durch die in den Heuslerschen Legierungen vorhandenen Verbindungen des Manganatoms mit Aluminium- und Kupferatomen beseitigt werde.

Schließlich sei noch auf eine andere elektronentheoretische Erklärungsmöglichkeit hingewiesen, welche der eine von uns[7]) ausgesprochen hat. Jede Molekel eines para- bzw. ferromagnetischen Körpers besitzt ein von Null verschiedenes magnetisches Moment, welches resultiert aus der geometrischen Addition aller

---

[1]) Vgl. E. Take, Göttinger Abh., l. c. 1911, S. 99—100, ferner Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 1070, Fußnote 2, 1910 und Phys. ZS. 13, 904—905, 1912. Siehe auch das Referat von A. Oelsner im Prometheus 24, 577—580, 1913.

[2]) Sitzungsber. d. Niederrhein. Ges. zu Bonn, 4. Dez. 1893; Sitzungsber. d. Münchener Akad. 24, 3, 1894; Wied. Ann. 52, 410, 1894.

[3]) ZS. f. anorg. Chem. 61, 271, 1909.

[4]) F. Richarz, Phys. ZS. 12, 155, 1911.

[5]) Vgl. W. Gebhardt, Inaug.-Diss. Marburg 1909, S. 35—36; ferner F. Richarz, C. R. au Congrès internat. de Radiologie et d'électricité, Brüssel 1911, S. 623.

[6]) Pierre Weiss, Journ. de phys. (4) 6, 689, 1907.

[7]) E. Take, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 1910, l. c., und Göttinger Abh. 1911, l. c., S. 99—100.

einzelnen magnetischen Momente, die von den sämtlichen innerhalb des Molekularverbandes zirkulierenden Magnetisierungselektronen erzeugt werden. Hiernach wäre das Auftreten stark ferromagnetischer Eigenschaften auch folgendermaßen denkbar: Bereits in den einzelnen getrennten Bausteinen der Elementarmagnete, insbesondere wohl in den Manganatomen, ist eine gewisse Anzahl von Magnetisierungselektronen in Rotation begriffen, jedoch auf solchen Bahnen, daß die magnetischen Momente der sämtlichen Elektronenbahnen sich nach außen hin nur zu einem sehr kleinen Gesamtmoment addieren. Bei dem Aufbau der stark ferromagnetischen Elementarmagnete $(AlM_8)_x$ werden nun durch Umlagerungen die einzelnen Bahnen der zirkulierenden Elektronen derart deformiert oder gegeneinander verschoben bzw. gelagert, daß bei der fertigen Verbindung $(AlM_8)_x$ ein sehr großes resultierendes Gesamtmoment auftritt.

Physik. Institut der Universität Marburg, 3. Nov. 1914.

Die Beeinflussung des lichtelektrischen Effektes durch Wasserstoffbeladung bei Palladium;

von Felix Stumpf.

(Eingegangen am 20. November 1914.)

Daß der Gehalt an okkludierten Gasen den lichtelektrischen Effekt der Metalle sehr wesentlich beeinflußt, ist in letzter Zeit mehrfach betont worden. TH. WULF[1]) findet, daß elektrolytisch mit Wasserstoff beladenes Platin zehnmal so empfindlich ist, als mit Sauerstoff beladenes, und daß die Empfindlichkeit dem elektrolytisch gegen Zink gemessenen Potential parallel geht.

Dann untersuchten HOLMAN[2]) und CHRISLER[3]) die Wirkung von Glimmentladungen in Wasserstoff auf die lichtelektrische Empfindlichkeit der Kathode. Sie stützen sich dabei auf eine Behauptung von SKINNER, daß hierbei die Kathode H_2 abgibt. HOLMAN findet, daß nach einer Glimmentladung in H_2 die Empfindlichkeit der Kathode sowohl kleiner als größer wird, CHRISLER, daß sie kleiner wird.

Die Versuche von GREINACHER[4]) dagegen zeigen, daß die Empfindlichkeit des als Kathode benutzten Platins größer wird. Da er annimmt, daß dabei die Kathode H_2 aufnimmt, folgt, daß Beladung die Empfindlichkeit steigert.

Dann haben FREDENHAGEN[5]) und KÜSTNER[6]) wahrscheinlich gemacht, daß im Vakuum geschabte Zinkoberflächen, die als gasarm angesehen werden, nur sehr geringen lichtelektrischen Effekt geben, und ferner WIEDMANN und HALLWACHS[7]), daß für im Vakuum durch Destillation sorgfältig gasarm gemachtes Kalium dasselbe gilt.

Nun besitzt Palladium eine besonders hohe Aufnahmefähigkeit für Wasserstoff, und so habe ich auf Vorschlag von Herrn

---

[1]) TH. WULF, Ann. d. Phys. (4) 9, 946, 1902.
[2]) W. F. HOLMAN, Phys. Rev. 25, 81, 1907.
[3]) V. L. CHRISLER, ebenda 27, 267, 1908.
[4]) H. GREINACHER, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 797, 1913.
[5]) K. FREDENHAGEN, Phys. ZS. 15, 65, 1914.
[6]) H. KÜSTNER, ebenda 15, 68, 1914.
[7]) G. WIEDMANN u. W. HALLWACHS, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 107, 1914.

Prof. HALLWACHS im physikalischen Institut zu Dresden einige Versuche gemacht, um die Abhängigkeit der lichtelektrischen Empfindlichkeit vom Gasgehalt an diesem Metall zu studieren.

Da bei Entladungen an nicht sehr gut gereinigten Metallen häufig Oberflächenladungen[1]) auftreten und Messungen stören, zog ich es vor, den Wasserstoff aus dem beladenen Metall durch wiederholtes Glühen im Vakuum allmählich zu entfernen. Das hierbei verdampfende Metall kann freilich ebenfalls Doppelschichten bilden, wenn die fortgehenden Teilchen geladen sind. Daher wurde während des Glühens über den Blechstreifen aus Palladium ein Metallzylinder geschoben, der durch eine Winde mittels Schliffes bewegt werden konnte. Die Innenseite dieses Zylinders war später bei der lichtelektrischen Messung elektrostatisch abgeschirmt.

Die Beladung mit H_2 erfolgte teils elektrolytisch, teils durch schwaches Erwärmen in einer Wasserstoffatmosphäre.

Eine Schwierigkeit besteht darin, daß das Palladiumblech, auch wenn die beim elektrischen Glühen angelegte Spannung nicht verändert wurde, nach einiger Zeit durchbrennt. Da die Stromstärke kurz vorher etwas heruntergeht, kann man annehmen, daß die dadurch angezeigte Widerstandsänderung des Blechstreifens, die sich erst bei der Abgabe der letzten Gasreste bemerkbar macht, auf einer Korrosion des Metalls beruht, welche das Durchbrennen des Streifens bewirkt. Die Strukturänderung war bei einigen benutzten Platinstreifen deutlich sichtbar. Wie aus den Tabellen hervorgeht, tritt parallel mit dieser Erscheinung die starke Abnahme der lichtelektrischen Empfindlichkeit auf.

Der Blechstreifen aus Pd von etwa 0,5 cm Breite, 2 cm Länge und 25 μ Dicke wurde an zwei Kupferstangen befestigt, welche entweder mit dem Elektrometer oder mit der Stromquelle für den Heizstrom verbunden werden konnten. Die Kupferstangen waren durch Bernstein von den Wänden der Glaszelle isoliert. Diese war innen versilbert und diente so zugleich als Auffänger für die Elektronen. Es lagen an ihr + 8 Volt. Das Vakuum wurde durch eine GAEDEsche Kolben-Ölpumpe erzeugt, welche während der Beobachtung lief. Als Lichtquelle wurde eine Quarzquecksilberlampe benutzt, deren unzerlegtes Licht außer einigen Blenden

[1]) E. GEHRKE und R. SEELIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 438, 1914.

nur die Quarzdeckplatte der Zelle durchsetzte. Während der Beobachtung wurde zwar die Konstanz der Lichtquelle mit einer Vergleichszelle kontrolliert, doch sind die Zahlen in den folgenden Tabellen nur innerhalb jeder einzelnen Versuchsreihe miteinander streng vergleichbar. Der lichtelektrische Strom wurde mit einem Quadrantelektrometer an einem BRONSONschen Widerstand gemessen.

In den folgenden Tabellen enthält die erste Kolonne einige Bemerkungen, namentlich über den Widerstand im Kreise des Glühstromes, die zweite unter A die Stromstärke des Glühstromes in willkürlichem Maße, da ein Nebenschluß den Ausschlag des Amperemeters auf etwa $^1/_{10}$ heruntersetzte. Unter T ist die Dauer des Glühens in Sekunden, unter E die Empfindlichkeit des Pd in Skalenteilen des Elektrometerausschlages angegeben.

Die definitiven Beobachtungen Nr. I bis III wurden mit Palladiumblech gemacht, das ich von HERÄUS bezogen hatte und dessen Dicke 26 μ betrug. Von den früheren orientierenden Beobachtungen, die mit Pd des Instituts gemacht wurden, das auf 24 μ ausgewalzt wurde, sei nur Nr. 6 angeführt, da die anderen, ebenfalls die Abnahme der Empfindlichkeit zeigend, nichts Neues bieten.

Nr. I.

	A	T	E
Pd nicht vorbehandelt	—	—	0,1
	1,12	5	41,4
Wasserstoff eingelassen und Pd dabei schwach erwärmt	—	—	15,4
	1,13	10	44
	1,13	10	52
	1,12	10	47
	1,12	10	51
	1,13	20	54
	1,13	40	50
	1,13	60	45
	1,12	10	45
	1,12	60	45
	1,12	60	47
Widerstand d. Glühstromes kleiner	1,23	20	49
Widerstand noch kleiner	1,40	20	46
	1,40—1,39	30	31
	1,38—1,36	60	25
Pd durchgebrannt	1,37—1,35	—	—

Nr. II.

	A	T	E
Pd nicht vorbehandelt.	—	—	0,3
	1,47	5	52
	1,47	10	55
	1,47—1,46	20	47
	1,47—1,46	20	45
	1,46—1,44	50	38
	1,45—1,44	30	37
Pd durchgebrannt.	1,45—1,43	30	—

Nr. III.

	A	T	E
Pd elektrolytisch beladen, dann mit Schmirgelpapier abgerieben . .	—	—	3,3
	1,25	10	28
	1,26	20	47,5
	1,25	20	47
	1,25	50	36
	1,25	60	36
Widerstand kleiner	1,56	10	44
	1,56	30	27
	1,55—1,54	20	17,5
Pd durchgebrannt	1,54—1,53	5	—

Man sieht, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit bei allmählichem Austreiben des Wasserstoffs nach Erreichung eines Maximums stark abnimmt, wenn auch die schließlich erreichten Werte meistens noch nicht sehr kleine sind. Zur Erreichung kleinerer Werte als in Nr. 6 dürfte sich Palladium weniger als andere Metalle, z. B. Platin, eignen, da es zu rasch durchbrennt.

Sehr wichtig zur Erreichung der Empfindlichkeitsabnahme ist, daß man mit genügend hoher Temperatur glüht. Wie z. B. Nr. I zeigt, bildet sich bei zu geringer Temperatur eine konstante Empfindlichkeit heraus, da dann anscheinend bei dieser Temperatur und dem gegebenen Gasdruck des Vakuums mit dem Wasserstoffgehalt ein Gleichgewichtszustand erreicht wird. Erst eine Steigerung der Temperatur bewirkt dann (manchmal nach einem kleinen Anstieg) die Abnahme der Empfindlichkeit.

Nr. 6.

	A	T	E
Pd elektrolytisch beladen	—	—	3,2
	1,40	5	55,6
	1,35	6	51
	1,32	15	56
	1,32	30	52
	1,32	30	47
	1,31	120	35,7
	1,31	30	27
Widerstand kleiner	1,38	20	14
	1,37	30	10
	1,37	20	8,6
Widerstand größer	0,70	—	3,6
H_2 eingelassen, Pd dabei erwärmt, ohne Glut.	—	—	2,3
	1,37	15	6,4
	1,37	20	7,7
H_2 eingelassen, Pd dabei mit schwacher Rotglut erwärmt . .	—	—	9,3
Widerstand ungeändert . . . . . {	1,39	20	35,6
	1,36	30	48,6
	1,36—1,34	30	46,1
Pd durchgebrannt	1,35—1,32	20	—

Da das Vakuum nicht das äußerste war, und auch das in der Zelle reichlich vorhandene Metall Gas abgegeben haben dürfte, war bei der Messung eine starke Ermüdung bemerkbar, offenbar hervorgerufen durch eine sich nur oberflächlich anlegende Gashaut. Hierdurch verringerte sich die Empfindlichkeit in der Nähe des Maximums um etwa 5 Proz. in einer Minute. Bis zur Ablesung verging nach dem Glühen (zum Teil wegen der Schwingungsdauer des Elektrometers) etwa 1,5 Minuten; es wurde aber von einer Extrapolation der beobachteten Zahlen bei dem mehr qualitativen Charakter der Untersuchung abgesehen. Das Maximum dürfte in Wirklichkeit also als etwas steiler anzusehen sein.

Der erste Anstieg der Empfindlichkeit ist sehr stark und beruht offenbar auf der Entfernung einer „ermüdenden" Oberflächenschicht. Eine solche oberflächliche Gasbeladung bewirkte, wie eben gesagt, auch jenseits des Maximums eine Abnahme der Empfindlichkeit, nicht, wie man dort vielleicht erwarten könnte, eine

Zunahme. Eine intensivere und vielleicht tiefergehende Gasbeladung durch schwaches Erwärmen in einer Wasserstoffatmosphäre, wie sie z. B. in Nr. 6 zweimal ausgeführt wurde, bewirkt dagegen die Steigerung. Aber auch hierbei zeigt sich dieselbe erst nach dem ersten Glühen im Vakuum, also erst nach Beseitigung der ermüdenden Oberflächenschicht.

Obwohl die Werte verschiedener Versuchsreihen nicht streng vergleichbar sind, sei doch darauf hingewiesen, daß in Übereinstimmung mit Wulf die Empfindlichkeit zu Anfang der Versuche, also bei starker Ermüdung, bei dem beladenen Pd etwa zehnmal so groß ist, als bei dem unbeladenen.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

16. Jahrg. **15. Dezember 1914.** **Nr. 23.**

Sitzung vom 4. Dezember 1914.

Vorsitzender: Hr. F. HABER.

Der Vorsitzende erinnert daran, daß am 25. November 100 Jahre seit der Geburt ROBERT MAYERs verflossen seien. Von einer Feier dieses Tages mußte in Rücksicht auf den Krieg Abstand genommen werden.

Sodann berichtet Hr. **P. Guthnick** über die

Anwendung der lichtelektrischen Methode in der Sternphotometrie.

Ferner demonstriert Hr. **W. Burstyn**

neue Ausschaltverfahren unter Vermeidung von Lichtbogen.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Alexander v. Schütz: Bemerkungen zur LORENTZschen Gravitationstheorie.

S. Ratnowsky: Zur Theorie des Schmelzvorganges.



Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. HERGESELL, Reinickendorf-West, Kommando der Ersatzabteilung des Luftschiffer-Bataillons I.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KURLBAUM.)

Hr. Dr. EDMUND WEISS, Privatdozent an der Deutschen Universität Prag, z. Z. Rathenow, Roonstraße 4.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen an magnetisch aktiven, isotropen Körpern;

von Karl Uller.

(Eingegangen am 14. November 1914.)

---

§ 10. Grundlagen. Im Anschluß an W. Voigt [1]) kann man schon recht viele der vorliegenden magneto-optischen Erscheinungen darstellen, wenn man an den elektromagnetischen Feldgleichungen festhaltend den Einfluß des fremden magnetischen Feldes $\mathfrak{M}_f$ in der Erregungsgleichung der elektrischen Polarisation $\mathfrak{P}_{eh}$ durch Hinzufügung einer Zusatzkraft $m_h \mu [\dot{\mathfrak{P}}_{eh} \mathfrak{M}_f]$, entsprechend der Lorentz-Kraft, in Rechnung stellt. Dabei bleibt die Energiegleichung des Feldes ungeändert und die Strahlung mißt nach wie vor $\mathfrak{R} = V[\mathfrak{E}\mathfrak{M}]$. Die Grenzbedingungen sind also die früheren. Setzen wir m_h und $\mathfrak{M}_f$ konstant voraus, so geht bei elementarer Schwingungsform der Welle die Gleichung 5) des § 6 über in:

$$\alpha_h P_{eh} + \beta_h [P_{eh} \mathfrak{M}_f] = E; \quad \beta_h = i \nu m_h \mu. \qquad 1)$$

Wir lösen diese Gleichung nach P_{eh} auf, indem wir bilden:

$$\alpha_h [\mathfrak{M}_f P_{eh}] + \beta_h \mathfrak{M}_f^2 P_{eh} - \beta_h (P_{eh} \mathfrak{M}_f) \mathfrak{M}_f = [\mathfrak{M}_f E] \qquad 2)$$

$$\alpha_h (P_{eh} \mathfrak{M}_f) = (\mathfrak{M}_f E), \qquad 3)$$

so daß in Verbindung mit 1) kommt:

$$P_{eh} = \frac{\alpha_h}{\alpha_h^2 + \beta_h^2 \mathfrak{M}_f^2} \left\{ E + \frac{\beta_h}{\alpha_h} [\mathfrak{M}_f E] + \left(\frac{\beta_h}{\alpha_h}\right)^2 (\mathfrak{M}_f E) \mathfrak{M}_f \right\} \qquad 4)$$

a_h/β_h hat die Dimension einer magnetischen Feldstärke. Wie man sieht, ist es bei magneto-optischen Erscheinungen ($\beta \neq 0$) nicht mehr möglich, eine (komplexe) Dielektrizitätskonstante zu definieren.

Je nach der Größenordnung von $\beta_h/\alpha_h . |\mathfrak{M}_f|$ haben die drei Glieder, aus denen P_{eh} sich zusammensetzt, verschiedenes Gewicht. Die Feldgleichungen lauten bekanntlich mit Gleichung 3), § 6:

$$\left. \begin{aligned} i \nu \varepsilon_0 E + i \nu \sum N_h P_{eh} &= V \operatorname{rot} M \\ - i \nu \mu M &= V \operatorname{rot} E \end{aligned} \right\} \qquad 5)$$

---

[1]) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig, Teubner, 1908.

Hieraus folgt wieder $\operatorname{div} M = 0$; dagegen ist jetzt wegen Gleichung 4)

$$\operatorname{div} E = c/b \,.\, (\mathfrak{M}_f \operatorname{rot} E) - d/b \,.\, (\mathfrak{M}_f \operatorname{grad} (\mathfrak{M}_f E)) \tag{6}$$

$$\left.\begin{array}{l} b = \dfrac{\nu^2 \mu}{V^2}\left\{\varepsilon_0 + \sum \dfrac{\alpha_h \,.\, N_h}{\alpha_h^2 + \beta_h^2 \mathfrak{M}_f^2}\right\}; \quad c = \dfrac{\nu^2 \mu}{V^2} \sum \dfrac{\beta_h N_h}{\alpha_h^2 + \beta_h^2 \mathfrak{M}_f^2} \\ d = \dfrac{\nu^2 \mu}{V^2} \sum \left(\dfrac{\beta_h}{\alpha_h}\right)^2 \dfrac{\alpha_h N_h}{\alpha_h^2 + \beta_h^2 \mathfrak{M}_f^2}; \\ b + d\,\mathfrak{M}_f^2 = \dfrac{\nu^2 \mu}{V^2} \{\varepsilon_0 + \Sigma N_h/\alpha_h\} = \mu / V^2 \,.\, \nu^2 \varepsilon, \end{array}\right\} \tag{7}$$

frei von $\mathfrak{M}_f$, sei $= a^e$ gesetzt.

Übertragen wir M aus der zweiten Feldgleichung in die erste, so erhalten wir für $\mathfrak{E}$ die Wellengleichung

$$-\operatorname{rot}\operatorname{rot} E + bE + c[\mathfrak{M}_f E] + d(\mathfrak{M}_f E)\mathfrak{M}_f = 0. \tag{8}$$

Nach 1) und 4) verschwindet in jeder Polarisationsgattung jeder magneto-optische Effekt, wenn $[E\mathfrak{M}_f] = 0$ ist, also das elektrische Feld parallel $\mathfrak{M}_f$ (geradlinig) schwingt. Dann ist ein Wellenzustand vorhanden genau so, als ob das fremde magnetische Feld nicht bestände, insbesondere ist wie in § 6 auch das elektrische Feld divergenzfrei. Im allgemeinen schwingt indessen unserer Voraussetzung gemäß $\mathfrak{E}$ spiralisch. Wir können aber E stets zerlegen in $E^e + E^m$, parallel und senkrecht zu $\mathfrak{M}_f$. Setzen wir diese Summe in 6) und 8) ein und bedenken wir, daß

$$E^e = (E^e \mathfrak{M}_f)\,\mathfrak{M}_f / \mathfrak{M}_f^2 \quad \text{sowie} \quad \operatorname{div} E^e = 0 \tag{9}$$

ist, so zeigt sich, daß jede der genannten Gleichungen in zwei zerfällt, die wir durch die oberen Zeiger (e) und (m) unterscheiden, nämlich in

$$\left.\begin{array}{r} (\mathfrak{M}_f \operatorname{grad} (E^e \mathfrak{M}_f)) = 0; \quad \operatorname{div} E^e = 0 \\ a^e (E^e \mathfrak{M}_f) + \operatorname{div}\operatorname{grad} (E^e \mathfrak{M}_f) = 0; \quad \operatorname{div} M^e = 0 \end{array}\right\} \tag{10_p}$$

$$\left.\begin{array}{r} \operatorname{div} E^m = c/b \,.\, (\mathfrak{M}_f \operatorname{rot} E^m); \quad \operatorname{div} M^m = 0 \\ -\operatorname{rot}\operatorname{rot} E^m + b E^m + c[\mathfrak{M}_f E^m] = 0 \end{array}\right\} \tag{10_s}$$

Dabei ist benutzt, daß entsprechend der Zerlegung von E auch das magnetische Feld sich zerlegt proportional $\operatorname{rot} E^e$ und $\operatorname{rot} E^m$.

Die $\mathfrak{E}_p$-Welle. Für Planwellen folgt aus 9) und 10_p)

$$(\mathfrak{e}^e \mathfrak{w}^e) = 0; \; (\mathfrak{w}^e \mathfrak{M}_f) = 0; \; (\mathfrak{w}^e)^2 = a^e = b + d\,\mathfrak{M}_f^2; \; (\mathfrak{m}^e \mathfrak{w}^e) = 0; \tag{11}$$

und da

$$\mathfrak{e}^e = (\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)\,\mathfrak{M}_f / \mathfrak{M}_f^2 \tag{12}$$

ist, wird

$$\mathfrak{m}^e = V/\nu\mu.[\mathfrak{w}^e\mathfrak{e}^e] = V/\nu\mu.(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)[\mathfrak{w}^e\mathfrak{M}_f]/\mathfrak{M}_f^2. \qquad 13)$$

Damit bilden wir

$$[\mathfrak{m}^e\mathfrak{m}^{e*}] = V^2/\nu\nu^*\mu^2.(\mathfrak{e}^e\mathfrak{e}^{e*})(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}^e\mathfrak{w}^{e*}])\mathfrak{M}_f \qquad 14)$$

und

$$\overline{\mathfrak{N}}^e = V^2/4\mu.e^{-2[\nu' t-(\mathfrak{w}^{e''}\mathfrak{r})]}.(\mathfrak{e}^e\mathfrak{e}^{e*})\{\mathfrak{w}^e/\nu+\mathfrak{w}^{e*}/\nu^*\} \qquad 15)$$

Aus diesen Ausdrücken lesen wir folgende Eigentümlichkeiten der $\mathfrak{E}_p$-Welle ab. In ihr schwingt der elektrische Vektor geradlinig und parallel dem fremden Magnetfelde $\mathfrak{M}_f$. Der magnetische Vektor, die Wellennormalen sowie die Strahlung liegen normal zu $\mathfrak{M}_f$. Die elektrische Welle ist divergenzfrei und transversal. Der magnetische Vektor schwingt geradlinig, nur wenn der Spreizvektor des Wellennormalenpaares verschwindet. Dann geht auch die Strahlung in Richtung der Isophasennormale, sonst nur noch, wenn die Schwingungen ungedämpft sind. Magnetische Kreispolarisation ist unmöglich. Die Wellenkonstante a^e ist frei von $\mathfrak{M}_f$.

Das System 10_s) nimmt für Planwellen die Form an:

$$\left.\begin{array}{c}(\mathfrak{e},\mathfrak{w}+c/b.[\mathfrak{w}\mathfrak{M}_f])=0;\quad(\mathfrak{m}\mathfrak{w})=0\\(\mathfrak{w}^2-b)\mathfrak{e}-(\mathfrak{e}\mathfrak{w})\mathfrak{w}+c[\mathfrak{e}\mathfrak{M}_f]=0\end{array}\right\} \qquad 16)$$

Durch skalare Multiplikation der zweiten, der Wellengleichung, mit $\mathfrak{w}$, $\mathfrak{e}$, $\mathfrak{m}$, $\mathfrak{M}_f$, $[\mathfrak{M}_f\mathfrak{w}]$, sowie durch vektorielle Multiplikation mit $\mathfrak{w}$ ergeben sich unter durchgehender Benutzung der ersten, der Divergenzbedingung, folgende Beziehungen:

$$\{\mathfrak{w}^2-b-\mathfrak{w}^2+b\}(\mathfrak{e}\mathfrak{w})=0; \qquad 17)$$

sie lehrt, daß $(\mathfrak{e}\mathfrak{w})\neq 0$ sein kann.

$$(\mathfrak{w}^2-b)(\mathfrak{e}\mathfrak{e})=(\mathfrak{e}\mathfrak{w})^2=(c/b)^2([\mathfrak{e}\mathfrak{w}]\mathfrak{M}_f)^2=(c/b)^2(\mathfrak{m}\mathfrak{M}_f)^2=0 \qquad 18)$$

$$([\mathfrak{e}\mathfrak{m}]\mathfrak{M}_f)=0 \qquad 19)$$

$$(\mathfrak{e}\mathfrak{w})(\mathfrak{w}\mathfrak{M}_f)=0 \qquad 20)$$

$$(\mathfrak{e}\mathfrak{w})\{(\mathfrak{w}^2-b)b-c^2\mathfrak{M}_f^2\}=0 \qquad 21)$$

$$\nu\mu/V.(\mathfrak{w}^2-b)/c.\mathfrak{m}=(\mathfrak{e}\mathfrak{w})\mathfrak{M}_f-(\mathfrak{w}\mathfrak{M}_f)\mathfrak{e}, \qquad 22)$$

woraus sich weiter noch ergibt:

$$(\mathfrak{e}\mathfrak{e})(\mathfrak{w}\mathfrak{M}_f)=0. \qquad 23)$$

Die Gleichungen 20) und 21), zusammen betrachtet, zeigen zwei Arten von Wellensystemen an.



Die $\mathfrak{M}_p$-Welle. Sie ist definiert durch

$$\left.\begin{array}{c}(\mathfrak{w}^m \mathfrak{M}_f) = 0; \quad (\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m) \neq 0 \\ \text{und infolgedessen nach Gleichung 23) } (\mathfrak{e}^m \mathfrak{e}^m) \neq 0 \text{ möglich;} \\ (\mathfrak{w}^m)^2 = \{b^2 + c^2 \mathfrak{M}_f^2\}/b = a^m; \quad (\mathfrak{m}^m \mathfrak{w}^m) = 0\end{array}\right\} \qquad 24)$$

Die Bezeichnungsweise: $\mathfrak{M}_p$-Welle leitet sich aus Gleichung 22) ab, die mit Benutzung von 24) lautet:

$$\begin{aligned}\mathfrak{m}^m &= V/\nu\mu \,.\, b/c \,.\, (\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)\, \mathfrak{M}_f / \mathfrak{M}_f^2 \\ &= (\mathfrak{m}^m \mathfrak{M}_f) \,.\, \mathfrak{M}_f / \mathfrak{M}_f^2 = V/\nu\mu \,.\, [\mathfrak{w}^m \mathfrak{e}^m].\end{aligned} \qquad 25)$$

Hieraus folgt

$$(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m) = \nu\mu/V \,.\, c/b \,.\, (\mathfrak{m}^m \mathfrak{M}_f) \qquad 26)$$

und

$$\begin{aligned}\mathfrak{e}^m &= (\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)/a^m \,.\, \mathfrak{w}^m - \nu\mu/V a^m \,.\, [\mathfrak{w}^m \mathfrak{m}^m] \\ &= \nu\mu/V a^m \,.\, (\mathfrak{m}^m \mathfrak{M}_f) \{c/b \,.\, \mathfrak{w}^m - [\mathfrak{w}^m \mathfrak{M}_f]/\mathfrak{M}_f^2\}\end{aligned} \qquad 27)$$

also

$$(\mathfrak{e}^m \mathfrak{e}^{m*}) = \left(\frac{\mu}{V}\right)^2 \frac{\nu\nu_* (\mathfrak{m}^m \mathfrak{m}^{m*})}{a^m a^{m*}} \times$$

$$\left\{\left\{\frac{c c^*}{b b^*} + \frac{1}{\mathfrak{M}_f^2}\right\} \mathfrak{M}_f^2 (\mathfrak{w}^m \mathfrak{w}^{m*}) - \left\{\frac{c}{b} - \frac{c^*}{b^*}\right\} ([\mathfrak{w}^m \mathfrak{w}^{m*}]\, \mathfrak{M}_f)\right\} \qquad 28)$$

$$[\mathfrak{e}^m \mathfrak{e}^{m*}] = \left(\frac{\mu}{V}\right)^2 \frac{\nu\nu_* (\mathfrak{m}^m \mathfrak{m}^{m*})}{a^m a^{m*}} \times$$

$$\left\{\left\{\frac{c c^*}{b b^*} + \frac{1}{\mathfrak{M}_f^2}\right\} ([\mathfrak{w}^m \mathfrak{w}^{m*}]\, \mathfrak{M}_f) + \left\{\frac{c}{b} - \frac{c^*}{b^*}\right\} (\mathfrak{w}^m \mathfrak{w}^{m*})\right\} \mathfrak{M}_f \qquad 29)$$

$$\varepsilon_e^m = \frac{|a^m| \sqrt{\left\{\frac{c c^*}{b b^*} + \frac{1}{\mathfrak{M}_f^2}\right\}^2 + \left\{\frac{c}{b} - \frac{c^*}{b^*}\right\} \frac{1}{\mathfrak{M}_f^2}}}{\left\{\frac{c c^*}{b b^*} + \frac{1}{\mathfrak{M}_f^2}\right\} (\mathfrak{w}^m \mathfrak{w}^{m*}) - \left\{\frac{c}{b} - \frac{c^*}{b^*}\right\} \frac{([\mathfrak{w}^m \mathfrak{w}^{m*}]\, \mathfrak{M}_f)}{\mathfrak{M}_f^2}} \qquad 30)$$

für $\nu'' = 0$;

$$\bar{\mathfrak{R}}^m = \frac{\mu}{4} e^{-2[\nu'' t - (\mathfrak{w}^{m''} \mathfrak{r})]} (\mathfrak{m}^m \mathfrak{m}^{m*}) \times$$

$$\left\{\frac{\nu^*}{a^{m*}} \mathfrak{w}^m + \frac{\nu}{a^m} \mathfrak{w}^{m*} + \left[\frac{\nu}{a^m} \frac{c}{b} \mathfrak{w}^m + \frac{\nu^*}{a^{m*}} \frac{c^*}{b^*} \mathfrak{w}^{m*} \,.\, \mathfrak{M}_f\right]\right\}. \qquad 31)$$

Da

$$\mathfrak{M}_f^2 = b/c \{a^m/c - b/c\} \qquad 32)$$

reell ist, muß a^m/c reell sein, wenn c/b reell ist.

Die $\mathfrak{M}_p$-Welle besitzt folgende Hauptzüge: In ihr schwingt der magnetische Vektor geradlinig und parallel zu $\mathfrak{M}_f$; der

elektrische Vektor, die Wellennormalen sowie die Strahlung liegen normal zu $\mathfrak{M}_f$. Die magnetische Welle ist transversal, die elektrische nicht; letztere ist nicht divergenzfrei. Die Strahlung geht daher selbst dann nicht in Richtung der Isophasennormalen, wenn der Spreizvektor verschwindet. Umlaufssinn und Elliptizität des elektrischen Vektors sowie die Strahlung sind im allgemeinen abhängig vom Richtungssinn des fremden Magnetfeldes. Ist die Größe c/b, welche den magnetooptischen Einfluß in erster Linie enthält, reell, so vereinfachen sich die genannten Ausdrücke wesentlich. Ist c/b reell und verschwindet der Spreizvektor, dann schwingt auch das elektrische Feld geradlinig. Die Wellenkonstante a^m enthält nur gerade Potenzen von $|\mathfrak{M}_f|$.

Das zweite Wellensystem, das aus den Gleichungen 20) und 21) hervorgeht, entpuppt sich als ein Wellenzwilling, dem wir den Doppelzeiger $(\pm)$ geben, aus Gründen, die sogleich sichtbar werden. Er ist nämlich charakterisiert durch die Lösungen

$$(\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{w}^{(\pm)}) = 0; \quad (\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f) \neq 0$$

und infolgedessen nach 23)

$$(\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm}) = 0. \qquad 33)$$

Die Divergenzbedingungen unter 16) verlangen

$$([\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{e}^{(\pm)}]\,\mathfrak{M}_f) = 0; \quad (\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{w}^{(\pm)}) = 0 \qquad 34)$$

und die Wellengleichung unter 16)

$$\{\mathfrak{w}^{(\pm)2} - b\}/c\,.\,\mathfrak{e}^{(\pm)} = [\mathfrak{M}_f\,\mathfrak{e}^{(\pm)}]. \qquad 35)$$

Ferner wird nach 22) wegen 33)

$$\{\mathfrak{w}^{(\pm)2} - b\}/c\,.\,\mathfrak{m}^{(\pm)} = -V/\nu\mu\,.\,(\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)\,\mathfrak{e}^{(\pm)}. \qquad 36)$$

Wegen 34) und der ersten Gleichung unter 33) ist $\mathfrak{w}^{(\pm)}$ von der Form

$$\mathfrak{w}^{(\pm)} = \alpha\,\mathfrak{M}_f + \beta\,\mathfrak{e}^{(\pm)} + [\mathfrak{t}\,\mathfrak{e}^{(\pm)}], \qquad 37)$$

worin $\mathfrak{t}$ einen beliebigen Vektor bedeutet. Wir haben demnach

$$[\mathfrak{w}\,\mathfrak{e}] = \alpha\,[\mathfrak{M}_f\,\mathfrak{e}] + (\mathfrak{t}\,\mathfrak{e})\,\mathfrak{e} = \left\{\alpha\{\mathfrak{w}^2 - b\}/c + (\mathfrak{t}\,\mathfrak{e})\right\}\mathfrak{e} \qquad \alpha)$$

vermöge 33) und 35). Andererseits ist nach 36) und wegen

$$\mathfrak{m}^{(\pm)} = V/\nu\mu\,.\,[\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{e}^{(\pm)}] \qquad 38)$$

$$[\mathfrak{w}\,\mathfrak{e}] = -c/\{\mathfrak{w}^2 - b\}\,.\,(\mathfrak{w}\,\mathfrak{M}_f)\,\mathfrak{e}, \qquad \beta)$$

worin nach 37) und 35)

$$(\mathfrak{w}\,\mathfrak{M}_f) = \alpha\,\mathfrak{M}_f^2 - (\mathfrak{t}\,[\mathfrak{M}_f\,\mathfrak{e}]) = \alpha\,\mathfrak{M}_f^2 - \{\mathfrak{w}^2 - b\}/c\,.\,(\mathfrak{t}\,\mathfrak{e}). \qquad \gamma)$$

Aus den Hilfsgleichungen α), β), γ) folgt

$$\{\mathfrak{w}^{(\pm)2} - b\}^2 + c^2 \mathfrak{M}_f^2 = 0. \qquad 39)$$

Die zweite Lösung der Gleichungen 20) und 21) liefert also zwei verschiedene Wellen mit den Wellenkonstanten

$$\begin{matrix} (\mathfrak{w}^+)^2 = b + i|\mathfrak{M}_f|c = a^+; \\ (\mathfrak{w}^-)^2 = b - i|\mathfrak{M}_f|c = a^-; \end{matrix} \quad \frac{\mathfrak{w}^{(\pm)2} - b}{c} = (\pm)\, i\,|\mathfrak{M}_f| \qquad 40)$$

Neben der zweiten enthalten die Wellenkonstanten auch die erste Potenz von $\mathfrak{M}_f$.

Aus 34) fließt nun wegen 38) und 36)

$$(\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f) = 0 = (\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f) = (\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{e}^{(\pm)}), \qquad 41)$$

indem wir 35) und 36) miteinander skalar multiplizieren.

Ferner ergibt sich aus 36) und 40)

$$\mathfrak{m}^{(\pm)} = (\pm)\, i\, V/\nu\mu \,.\, (\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)/|\mathfrak{M}_f| \,.\, \mathfrak{e}^{(\pm)}; \qquad 42)$$

Mit 38) und 42) entsteht somit, wenn $\mathfrak{k}$ einen Einheitsvektor bezeichnet,

$$\nu\mu/V.[\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{k}] = (\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{k})\mathfrak{e}^{(\pm)} - (\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{k})\mathfrak{w}^{\pm} = (\pm)\, i(\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)/|\mathfrak{M}_f|.[\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{k}] \quad 43)$$

also

$$\left.\begin{matrix} (\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{m}^{(\pm)}) = 0; \quad (\mathfrak{e}^{(\pm)}[\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{k}]) = 0 \quad \text{neben} \quad (\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{M}_f) = 0 \\ -(\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{k})a^{(\pm)} = \nu\mu/V.(\mathfrak{w}^{(\pm)}[\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{k}]) = (\pm)\, i(\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)/|\mathfrak{M}_f|.(\mathfrak{w}^{(\pm)}[\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{k}]) \end{matrix}\right\} 44)$$

Aus 33) und 36) folgt: In beiden Wellen schwingen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ kreisförmig, derart, daß $\pm\mathfrak{M}_f$ Achse der Drehung ist für die $\pm$Welle, denn es ist mit Hinzuziehung von 35) und 40)

$$(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{e}\mathfrak{e}^*])/2i = (\mathfrak{e}^*[\mathfrak{M}_f\mathfrak{e}])/2i = \pm\, {}^1/_2|\mathfrak{M}_f|(\mathfrak{e}\mathfrak{e}^*). \qquad 45)$$

In derselben Welle rotieren $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ gleichsinnig.

Beachtenswert ist, daß für beide Wellen $(\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)$ willkürlich bleibt. Wegen 33), 36), 45) und 42) ist

$$\mathfrak{e}^{(\pm)} = (\pm)\, i\,[\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f]/|\mathfrak{M}_f|; \quad \mathfrak{m}^{(\pm)} = (\pm)\, i\,[\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f]/|\mathfrak{M}_f| \qquad 46)$$

$$V/\nu\mu.(\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)\,\mathfrak{e}^{(\pm)} = [\mathfrak{m}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f]. \qquad 47)$$

Da weiter nach 35), 36) und 40)

$$[\mathfrak{e}^{(\pm)*}\mathfrak{m}^{(\pm)}] = (\pm)\, V/\nu\mu \cdot \frac{2\,(\mathfrak{w}^{(\pm)}\mathfrak{M}_f)}{|\mathfrak{M}_f|}[\mathfrak{e}^{(\pm)}\mathfrak{e}^{(\pm)*}]/2i \text{ ist,} \qquad 48)$$

wird

$$\mathfrak{N}^{\pm} = \pm\frac{V^2}{2\mu^2}\cdot e^{-2[\nu'' t - (\mathfrak{w}^{\pm''}\mathfrak{r})]}\cdot(\mathfrak{w}^{\pm}/\nu + \mathfrak{w}^{\pm *}/\nu^*, \mathfrak{M}_f)/|\mathfrak{M}_f|.[\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm *}]/2i; \quad 49)$$

$$[\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm *}]/2i = \pm\, {}^1/_2(\mathfrak{e}^{\pm}\mathfrak{e}^{\pm *})\mathfrak{M}_f/|\mathfrak{M}_f|. \qquad 50)$$

In jeder der beiden zirkularen Wellen fällt die Partialstrahlung mit der Richtung des fremden Magnetfeldes zusammen, welches auch die Lage des Wellennormalenpaares sei. Daraus folgt, daß — anders wie in natürlich drehenden Medien — unsere beiden Wellen niemals gesondert verlaufen können. Um diese merkwürdige Tatsache zu dokumentieren, nenne ich den Inbegriff der beiden Wellen: Wellenzwilling.

Da derselbe stets aus zwei kohärenten Wellen besteht, so haben wir behufs Berechnung seiner Strahlung $\overline{\mathfrak{R}}^{(\pm)}$ zu bilden:

$$\begin{gathered}[E^*M] = [\mathfrak{e}^{+*} . e^{+i(\mathfrak{w}^{+*}\mathfrak{r})} + \mathfrak{e}^{-*} . e^{+i(\mathfrak{w}^{-*}\mathfrak{r})}, \\ i(\mathfrak{w}^+ \mathfrak{M}_f)\mathfrak{e}^+ . e^{-i(\mathfrak{w}^+\mathfrak{r})} - i(\mathfrak{w}^- \mathfrak{M}_f)\mathfrak{e}^- . e^{-i(\mathfrak{w}^-\mathfrak{r})}] / |\mathfrak{M}_f|\end{gathered} \tag{51}$$

Es treten also zwei Verbundglieder $[\mathfrak{e}^{+*}, \mathfrak{e}^-]$ und $[\mathfrak{e}^{-*}, \mathfrak{e}^+]$ auf, die aber für unseren Fall wegen 46) einzeln verschwinden. Die Strahlung des Wellenzwillings, dessen Komponenten verschieden stark sein können, erhält man nach Größe und Richtung richtig, wenn man die Partialstrahlungen 49) addiert, also

$$\begin{aligned}\overline{\mathfrak{R}}^{(\pm)} = \frac{V^2}{4\mu} \{ & e^{-2[\nu'' t - (\mathfrak{w}^{+''}\mathfrak{r})]} (\mathfrak{w}^+/\nu + \mathfrak{w}^{+*}/\nu^*, \mathfrak{M}_f)(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{e}^{+*}) \\ & + e^{-2[\nu'' t - (\mathfrak{w}^{-''}\mathfrak{r})]} (\mathfrak{w}^-/\nu + \mathfrak{w}^{-*}/\nu^*, \mathfrak{M}_f)(\mathfrak{e}^- \mathfrak{e}^{-*}) \} \frac{\mathfrak{M}_f}{\mathfrak{M}_f^2} .\end{aligned} \tag{52}$$

Die elektrischen wie die magnetischen Wellen schwingen im Wellenzwilling transversal.

Damit sind die Lösungen der Grundgleichungen erschöpft.

Mehr als vier Wellen in drei Strahlen läßt die zugrunde gelegte Theorie nicht zu. Natürlich sind die Strahlen erst definiert, wenn die kohärenten Wellen ihre Überlagerungsgebiete verlassen haben.

Bemerkenswert ist noch, daß nach 24) und 40):

$$\left.\begin{aligned}& \frac{a^+ . a^-}{b} = a^m = \frac{2\, a^+ . a^-}{a^+ + a^-}; \; b = \frac{a^+ + a^-}{2}; \\ & \frac{a^+ - a^-}{2} = i|\mathfrak{M}_f| c; \; d . \mathfrak{M}_f^2 = \tfrac{1}{2}\{2\, a^e - a^+ - a^-\} \text{ ist.}\end{aligned}\right\} \tag{53}$$

Das gesamte elektromagnetische Feld erscheint zerlegt in eine Komponente parallel $\mathfrak{M}_f$ und in eine Komponente normal zu $\mathfrak{M}_f$. Letztere zerfällt, entsprechend drei verschiedenen Wellenkonstanten, weiter in drei Schwingungskomponenten, von denen

zwei entgegengesetzt rotieren, die aber stets in eine elliptische Schwingung vereinigt gedacht werden können.

Ist das Feld so beschaffen, daß die Wellen ihre Überlagerungsgebiete verlassen, dann entstehen drei Strahlen. Mit verschwindendem c gehen die entwickelten Beziehungen stetig in die für gewöhnliche elektromagnetische Wellen über, wobei das elektrische Feld rechnerisch zerlegt erscheint in zwei Komponenten, parallel und normal zu einem festen Vektor $\mathfrak{M}_f$. Für $c \simeq 0$ wird

$$b \simeq a^+ \simeq a^- \simeq a^m \quad \text{und} \quad d\,\mathfrak{M}_f^2 \simeq a^e - a^m.$$

§ 11. **Einfall einer elektromagnetischen Planwelle gegen einen magnetisch aktiven, isotropen Körper.** Die Trefffläche sei eben, das statische Magnetfeld ($\mathfrak{M}_f$) im Inneren des Körpers homogen, im Äußeren beliebig, die magneto-optische Konstante des äußeren Raumes gleich null. Die Rechnung lehnt sich an die des § 7 an, zeigt indessen bemerkenswerte Abweichungen und Erweiterungen. Den Konstanten des zweiten Mediums geben wir, um eine unnötige Häufung der Zeiger zu vermeiden, keinen Zeiger.

Aus den beiden Grenzbedingungen fließen außer den Koexistenzgesetzen für die Wellennormalenpaare die beiden Vektorgleichungen:

$$\mathfrak{e}_{it} + \mathfrak{e}_{rt} = \mathfrak{e}_t^e + \mathfrak{e}_t^m + \mathfrak{e}_t^+ + \mathfrak{e}_t^- \qquad 1)$$

$$\mathfrak{m}_{it} + \mathfrak{m}_{rt} = \mathfrak{m}_t^e + \mathfrak{m}_t^m + \mathfrak{m}_t^+ + \mathfrak{m}_t^-; \quad \mathfrak{m} \equiv V/v\mu \,.\, [\mathfrak{w}\,\mathfrak{e}]. \qquad 2)$$

Die zweite Grenzbedingung setzen wir in eine in $\mathfrak{e}$-Werten um, indem wir sie vektoriell mit $\mathfrak{k}$ multiplizieren und 13), 25) und 42) des vorigen Abschnittes benutzen. So entsteht

$$\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}\mathfrak{e}_i - \frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}\mathfrak{w}_i + \frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}\mathfrak{e}_r - \frac{(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}\mathfrak{w}_r$$
$$= \frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}\{(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})\mathfrak{M}_f - (\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})\mathfrak{w}^e\} + \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]$$
$$+ i\frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\mu\,|\mathfrak{M}_f|}[\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}] - i\frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)}{\mu\,|\mathfrak{M}_f|}[\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}]. \qquad 3)$$

Aus 1) und 3) fließt nun durch Multiplikation mit $[\mathfrak{w}\,\mathfrak{k}]$ bzw. $\mathfrak{w} - (\mathfrak{w}\,\mathfrak{k})\mathfrak{k}$, $\mathfrak{M}_f$ und $[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]$ unter Berücksichtigung der Divergenzbedingungen:

$$(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) + (\mathfrak{e}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) = (\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])/\mathfrak{M}_f^2 - \frac{b}{c}(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})/\mathfrak{M}_f^2$$
$$- i(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k})/|\mathfrak{M}_f| + i(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k})/|\mathfrak{M}_f|; \qquad 4)$$

$$\begin{aligned}\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) + \frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_r[\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}]) &= \frac{(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})}{\mu}\frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)}{\mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) \\ &- \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{\mu\mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}) - i\frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\mu|\mathfrak{M}_f|}(\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) \\ &+ i\frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)}{\mu|\mathfrak{M}_f|}(\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}); \qquad 5)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) &= (\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})/\mathfrak{M}_f^2 \\ &- (\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)/a^m . \{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2 - b/c . (\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])/\mathfrak{M}_f^2\} \\ &+ (\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}); \qquad 6)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{a_1}{\mu_1}\{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})\} &= \frac{a^e}{\mu}(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})/\mathfrak{M}_f^2 + \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{\mu\mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) \\ &+ \frac{a^+}{\mu}(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) + \frac{a^-}{\mu}(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}); \qquad 7)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{M}_f) - (\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r\mathfrak{M}_f) - (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}) &= (\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]^2/\mathfrak{M}_f^2 \\ &- \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{a^m}\left\{\frac{c}{b}(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k}) + (\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])/\mathfrak{M}_f^2\right\}(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}) \\ &- (\mathfrak{e}^+\mathfrak{k})\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}^-\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}); \qquad 8)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{M}_f) - \frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{w}_i\mathfrak{M}_f) + \frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_r\mathfrak{M}_f) - \frac{(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{w}_r\mathfrak{M}_f) \\ = \frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)}{\mu}(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\mu}(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)}{\mu}(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}); \qquad 9)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]) + (\mathfrak{e}_r[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]) &= \frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{a^m}\left\{\frac{b}{c}(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k}) - (\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})\right\} \\ &- i|\mathfrak{M}_f|(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) + i|\mathfrak{M}_f|(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}); \qquad 10)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]) + \frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) + \frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_r[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]) + \frac{(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) \\ = \frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})}{\mu\mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]) + \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{\mu\mathfrak{M}_f^2}[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]^2 \\ - i\frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\mu|\mathfrak{M}_f|}(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) + i\frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)}{\mu|\mathfrak{M}_f|}(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k}). \qquad 11)\end{aligned}$$

Die Gleichungen 4) und 5) sind nichts anderes als die Umformung von

$$\mu_1\{(\mathfrak{m}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{m}_r\mathfrak{k})\} = \mu\{(\mathfrak{m}^e\mathfrak{k}) + (\mathfrak{m}^m\mathfrak{k}) + (\mathfrak{m}^+\mathfrak{k}) + (\mathfrak{m}^-\mathfrak{k})\}$$

bzw. von

$$\begin{aligned}(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{m}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})(\mathfrak{m}_r\mathfrak{k}) &= (\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})(\mathfrak{m}^e\mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}^m\mathfrak{k})(\mathfrak{m}^m\mathfrak{k}) \\ &+ (\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})(\mathfrak{m}^+\mathfrak{k}) + (\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})(\mathfrak{m}^-\mathfrak{k}).\end{aligned}$$

Aus den Gleichungen 4) bis 11) ergibt sich nunmehr

$(\mathfrak{e}^e\,\mathfrak{M}_f)$:	$(\mathfrak{e}^m\,\mathfrak{w}^m)$:	$(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k})$:	$(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k})$
$-\frac{(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])}{\mathfrak{M}_f^2}$	$+\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})}{\mathfrak{M}_f^2}$	$+i\frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\lvert\mathfrak{M}_f\rvert}$	$-i\frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}...}{\lvert\mathfrak{M}_f\rvert}$
$-\frac{(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}$	$+\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k})}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}$	$+i\frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})}{\mu\lvert\mathfrak{M}_f\rvert}$	$-i\frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)(\mathfrak{w}...}{\mu\lvert\mathfrak{M}_f\rvert}$
$-\frac{(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})}{\mathfrak{M}_f^2}$	$\frac{1}{a^m}\cdot\left\{[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]^2-\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])}{\mathfrak{M}_f^2}\right\}$	$-(\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})$	$-(\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})$
$-\frac{a^e}{\mu}\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})}{\mathfrak{M}_f^2}$	$-\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}$	$-\frac{a^+}{\mu}$	$-\frac{a^-}{\mu}$
$-[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]^2/\mathfrak{M}_f^2$	$\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})}{a^m}\left\{(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k}+\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}^i\mathfrak{k}])}{\mathfrak{M}_f^2}\right\}$	$+(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})$	$+(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})$
$-\frac{(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})}{\mu}$	0	$+\frac{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\mu}$	$+\frac{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}_f)}{\mu}$
0	$-\frac{1}{a^m}\left\{\frac{b}{c}(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k})-(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])\right\}$	$+i\lvert\mathfrak{M}_f\rvert$	$-i\lvert\mathfrak{M}_f\rvert$
$-\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}$	$-\frac{b}{c}\frac{[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]^2}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}$	$+i\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})(\mathfrak{w}^+\mathfrak{M}_f)}{\mu\lvert\mathfrak{M}_f\rvert}$	$-i\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})(\mathfrak{w}^-\mathfrak{M}...}{\mu\lvert\mathfrak{M}_f\rvert}$

$\ldots\mathfrak{k}]) : (\mathfrak{e}_r[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]) : (\mathfrak{e}_r\mathfrak{M}_f) : 1 =$

0	$+1$	0	0	$(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])$
0	$+\frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}$	0	0	$\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])$
$(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})$	0	0	0	$(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})$
$+\frac{a_1}{\mu_1}$	0	0	0	$\frac{a_1}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})$
$(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})$	0	0	$+1$	$(\mathfrak{e}_i\mathfrak{M}_f) - (\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})$
$\frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{M}_f)}{\mu_1}$	0	0	$+\frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}$	$\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{M}_f) - \frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{w}_i\mathfrak{M}_f)$
0	0	1	0	$(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}])$
$\frac{\ldots_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])}{\mu_1}$	0	$+\frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}$	0	$\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{e}_i[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}]) + \frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}])$

12)

Jetzt multiplizieren wir vektoriell mit $\mathfrak{M}_f$ die Gleichungen 1) und 3), nachdem wir in letzterer die beiden letzten Glieder gemäß 43) umgeschrieben haben, und benutzen die im vorigen Paragraphen ermittelten Eigentümlichkeiten der gebrochenen Wellen. So kommt

$$[\mathfrak{e}_i \mathfrak{M}_f] + [\mathfrak{e}_r \mathfrak{M}_f] + [\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}] \Big\{ (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) / \mathfrak{M}_f^2$$

$$- \frac{b}{c} \frac{(\mathfrak{M}_f [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}])}{\mathfrak{M}_f^2} \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m} - (\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}^- \mathfrak{k}) \Big\} - \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m} \frac{b}{c} \{ \mathfrak{w}_i - (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}) \mathfrak{k} \}$$

$$- \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m} (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}] + \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m} \Big\{ (\mathfrak{M}_f [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]) - \frac{b}{c} (\mathfrak{w}^m \mathfrak{k}) \Big\} \mathfrak{k}$$

$$+ i |\mathfrak{M}_f| \mathfrak{e}^+ - i |\mathfrak{M}_f| \mathfrak{e}^- = 0,$$

$$\frac{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} [\mathfrak{e}_i \mathfrak{M}_f] + \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1} [\mathfrak{e}_r \mathfrak{M}_f] + [\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}] \Big\{ \frac{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} (\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) + \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1} (\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})$$

$$- \frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2} (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) (\mathfrak{w}^e \mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{w}^+ \mathfrak{k})}{\mu} (\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{w}^- \mathfrak{k})}{\mu} (\mathfrak{e}^- \mathfrak{k}) \Big\}$$

$$+ \frac{b}{c} \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{\mu \mathfrak{M}_f^2} (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) \{ \mathfrak{M}_f - (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) \mathfrak{k} \} - [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}] \Big\{ \frac{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} + \frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}$$

$$- \frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2} (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k})}{\mu} \Big\} (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) + (\mathfrak{M}_f [\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]) \mathfrak{k} \Big\{ \frac{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})}{\mu_1}$$

$$+ \frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2} (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k})}{\mu} \Big\} - \frac{b}{c} \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{\mu \mathfrak{M}_f^2} [\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}]^2 \mathfrak{k}$$

$$+ i |\mathfrak{M}_f| \mathfrak{e}^+ \frac{(\mathfrak{w}^+ \mathfrak{k})}{\mu} - i |\mathfrak{M}_f| \mathfrak{e}^- \frac{(\mathfrak{w}^- \mathfrak{k})}{\mu} = 0.$$

Indem wir aus beiden $[\mathfrak{e}_r \mathfrak{M}_f]$ eliminieren, erhalten wir neben den Gleichungen 1) und 3) die gesuchte dritte unabhängige Gleichung

$$\Big\{\frac{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\}[\mathfrak{e}_i \mathfrak{M}_f] + \Bigg\{\Big\{\frac{(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\}(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k}) - \Big\{\frac{(\mathfrak{w}^e \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\} \times$$

$$\frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) - \Big\{\frac{(\mathfrak{w}^+ \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\}(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k}) - \Big\{\frac{(\mathfrak{w}^- \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\} \times$$

$$(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k}) + \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}\frac{(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}])}{\mathfrak{M}_f^2}\Bigg\}[\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}]$$

$$+ \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}\Big\{\mathfrak{w}_i - (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})\mathfrak{k}\Big\} + \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{\mu \mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})\{\mathfrak{M}_f - (\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})\,\mathfrak{k}\}$$

$$+ \Big\{\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{\mu_1} + \frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) + \frac{(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k})}{\mu}$$

$$+ \frac{(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k})}{\mu}\Big\}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})[\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}] + \Big\{\frac{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})}{\mu_1} + \frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k})}{\mu}$$

$$- \frac{(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\}(\mathfrak{M}_f[\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}])\,\mathfrak{k} + \frac{b}{c}(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)\Big\{\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{(\mathfrak{w}^m \mathfrak{k})}{a^m}$$

$$- \frac{[\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}]^2}{\mu \mathfrak{M}_f^2}\Big\}\mathfrak{k} + \Big\{\frac{(\mathfrak{w}^+ \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\} i\,|\mathfrak{M}_f|\,\mathfrak{e}^+$$

$$- \Big\{\frac{(\mathfrak{w}^- \mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\} i\,|\mathfrak{M}_f|\,\mathfrak{e}^- = 0 \tag{13}$$

und damit

$$e_r \;:\; e^+ \;:\; e^- \;:\; 1 \;= \qquad \text{(Gl. 14)}$$

e_r	e^+	e^-	1
1	-1	-1	$\mathfrak{e}_i - \{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) + (\mathfrak{e}_r\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}^+\mathfrak{k}) - (\mathfrak{e}^-\mathfrak{k})\}\,\mathfrak{k} - \frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)}{\mathfrak{M}_f^2}\times \{\mathfrak{M}_f - (\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})\mathfrak{k}\} - \frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{a^m}\{\mathfrak{w}_i - (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})\mathfrak{k}\} - \left\{\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{a^m}\frac{(\mathfrak{w}^m\mathfrak{k})}{\mathfrak{M}_f^2}[\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}] + \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{a^m}\frac{(\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})}{\mathfrak{M}_f^2}[\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}]\right.$
$\frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}$	$\frac{-(\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})}{\mu}$	$\frac{-(\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})}{\mu}$	$\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}\mathfrak{e}_i - \frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})\{\mathfrak{M}_f - (\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})\mathfrak{k}\} - \frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m\mathfrak{w}^m)}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}\times [\mathfrak{M}_f\mathfrak{k}] - \left\{\frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1} + \frac{(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k})}{\mu} - \frac{(\mathfrak{e}^e\mathfrak{M}_f)}{\mu\,\mathfrak{M}_f^2}\times (\mathfrak{M}_f\mathfrak{k})\right\}\{\mathfrak{w}_i - (\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})\mathfrak{k}\} - \left\{\frac{(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k}) + \frac{(\mathfrak{e}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{e}^+\mathfrak{k})}{\mu}(\mathfrak{w}^+\mathfrak{k}) - \frac{(\mathfrak{e}^-\mathfrak{k})}{\mu}(\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})\right\}\mathfrak{k}$
0	$i\lvert\mathfrak{M}_f\rvert \times \{(\mathfrak{w}^+\mathfrak{k})/\mu - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})/\mu_1\}$	$-i\lvert\mathfrak{M}_f\rvert \times \{(\mathfrak{w}^-\mathfrak{k})/\mu - (\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})/\mu_1\}$	$\left\{\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}\right\}[\mathfrak{e}_i\,\mathfrak{M}_f] + \left\{\left\{\frac{(\mathfrak{w}_i\mathfrak{k})}{\mu_1} - \frac{(\mathfrak{w}_r\mathfrak{k})}{\mu_1}\right\}(\mathfrak{e}_i\mathfrak{k}) - \left\{\frac{(\mathfrak{w}^e\mathfrak{k})}{\mu}\right.\right.$ [illegible]

$$
+\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{\mu \mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})\{\mathfrak{M}_f-(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})\mathfrak{k}\}+\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{b}{c}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}
$$

$$
\{\mathfrak{w}_i-(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})\mathfrak{k}\}+(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})\Big\{-\frac{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})}{\mu_1}-\frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}+\frac{(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k})}{\mu}
$$

$$
+\frac{(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k})}{\mu}+\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})+\frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})\Big\}[\mathfrak{w}_i \mathfrak{k}]
$$

$$
+(\mathfrak{M}_f \mathfrak{w}_i \mathfrak{k}])\Big\{\frac{(\mathfrak{e}_i \mathfrak{k})}{\mu_1}+\frac{(\mathfrak{e}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}-\frac{(\mathfrak{e}^+ \mathfrak{k})}{\mu}-\frac{(\mathfrak{e}^- \mathfrak{k})}{\mu}
$$

$$
-\frac{(\mathfrak{e}^e \mathfrak{M}_f)}{\mu \mathfrak{M}_f^2}(\mathfrak{M}_f \mathfrak{k})-\frac{(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)}{a^m}\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\Big\}\mathfrak{k}
$$

$$
+\frac{b}{c}(\mathfrak{e}^m \mathfrak{w}^m)\Big\{\frac{(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k})}{\mu_1}\frac{(\mathfrak{w}^m \mathfrak{k})}{a^m}-\frac{[\mathfrak{M}_f \mathfrak{k}]^2}{\mu \mathfrak{M}_f^2}\Big\}\mathfrak{k}.
$$

Es läßt sich wieder zeigen, daß, wenn wir das Flächenlot $\mathfrak{k}$ von 1) nach 2) gerichtet nehmen, * $(\mathfrak{w}_r \mathfrak{k}) = -(\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})$ und

$$
\left.\begin{aligned}
(\mathfrak{w}^e \mathfrak{k}) &= +\sqrt{a^e - a_1 + (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})^2}; \quad (\mathfrak{w}^m \mathfrak{k}) = +\sqrt{a^m - a_1 + (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})^2}\\
(\mathfrak{w}^+ \mathfrak{k}) &= +\sqrt{a^+ - a_1 + (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})^2}; \quad (\mathfrak{w}^- \mathfrak{k}) = +\sqrt{a^- - a_1 + (\mathfrak{w}_i \mathfrak{k})^2}
\end{aligned}\right\} \tag{15}
$$

Wiesbaden, 16. Oktober 1914.

Über die Adsorption vom Standpunkt des dritten Wärmesatzes;

von M. Polányi.

(Erste Mitteilung.)

(Eingegangen am 20. November 1914.)

Bezeichnungen:

R = Gaskonstante,
T = absolute Temperatur,
A = freie Energie,
U = Wärmetönung,
x = Anzahl Moleküle,
p_x = Adsorptionstension bei x Mol/g Adsorbens,
K = Molekulare Anziehungskraft,
l = Entfernung d. adsorbierten Moleküls von seiner Ruhelage am Adsorbens,
N = Anzahl Moleküle im Mol,
p_{max} = Dampfdruck,
λ = molare Verdampfungswärme,
konst. = verschiedene Konstanten.

1. Im Prinzip bietet die Anwendung des dritten Wärmesatzes auf die Adsorption keine Schwierigkeiten und ließe sich nach dem bekannten Schema durchführen, einen praktischen Sinn hat sie aber nur, wenn sich das Gemisch von adsorbiertem Stoff und Adsorbens wie ein kondensiertes System verhält. Mit anderen Worten, nur wenn Aussicht besteht, Temperaturgebiete zu erreichen, wo praktisch die Sätze gelten, die der dritte Wärmesatz für den absoluten Nullpunkt fordert.

Nun haben die Berechnungen, die den Gegenstand der nächsten Mitteilung bilden, gezeigt, daß solche Temperaturgebiete leicht zugänglich sind, was übrigens auch molekulartheoretisch vorauszusehen war, da ja die adsorbierte Schicht unter der Wirkung starker molekularer Anziehungskräfte steht. Hiermit erscheint es von Interesse, die Formeln zu entwickeln, die für die Adsorption bei tiefen Temperaturen zu gelten haben.

2. Die Zustandsänderung, die wir ins Auge fassen, ist der Übergang eines Massenelementes aus dem adsorbierten Zustand, in dem es sich an dem Adsorbens A_1 befindet, in den adsorbierten Zustand an den — zu A_1 in jeder Beziehung identisch beschaffenen — Adsorbens A_2, wobei die adsorbierten Mengen pro Gramm Adsorbens an den beiden Adsorbentien die zwei ver-

schiedenen Werte x_1 und x_2 haben. Einen speziellen Fall dieser Zustandsänderung (nämlich $x_1 = \infty$) würde der Übergang eines Massenelementes aus dem Inneren einer Flüssigkeit oder eines festen Körpers auf ein Adsorbens bilden, also jener elementare Prozeß, aus dessen unbegrenzt vielfacher Wiederholung sich der Benetzungsvorgang zusammensetzt.

Für diese Zustandsänderung setzen wir nun:

$$\lim_{T=0} A = U \tag{1}$$

$$\lim_{T=0} \frac{dA}{dT} = 0. \tag{2}$$

Der Übergang von dx Molen von A_1 auf A_2 hat die freie Energie:

$$dA = dx\, RT\ln\frac{p_{x_1}}{p_{x_2}}; \tag{3}$$

dabei ist

$$dU = (U_{x_1} - U_{x_2})\, dx \tag{4}$$

und wegen 1) und 2)

$$RT\ln\frac{p_{x_1}}{p_{x_2}} = U_{x_1} - U_{x_2} \tag{5}$$

$$\frac{d\left(T\ln\frac{p_{x_1}}{p_{x_2}}\right)}{dT} = 0. \tag{6}$$

Fassen wir, wie oben, einen elementaren Prozeß im Benetzungsvorgang ins Auge, so wird

$$p_{x_1} = p_{max}$$
$$U_{x_1} = \lambda$$

$$RT\ln\frac{p_{max}}{p_x} = \lambda - U_x \tag{7}$$

$$\frac{d\left(T\ln\left[\frac{p_{max}}{p_x}\right]\right)}{dT} = 0. \tag{8}$$

Für den gesamten Benetzungsvorgang ergibt sich aus 7)

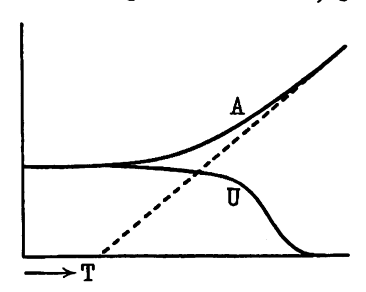
$$\int_0^{x_{max}} RT\ln\left(\frac{p_{max}}{p_x}\right) dx = \lambda - \int_0^{x_{max}} U_x\, dx, \tag{9}$$

wobei x_{max} jene Schichtdicke (in Mol/g Adsorbens) ausdrückt, bei der ein merklicher Unterschied zwischen p_x und p_{max} aufhört.

Wie man ohne weiteres sieht, ist die rechte Seite gleich der sogenannten integralen Benetzungswärme, demgegenüber kann die linke Seite die integrale freie Energie der Benetzung genannt werden. Letztere Größe kann bei Kenntnis der Adsorptionsisotherme des Dampfes, $p_x = f(x)$, leicht ermittelt werden: beide Seiten sind also experimentell durchaus zugänglich.

3. Bei steigender Temperatur gilt die Identität von A und U nicht mehr, es zeigt sich ein Auseinanderweichen dieser Werte, das aus der Veränderung der Wärmekapazität, von der die betrachtete Zustandsänderung begleitet wird, berechenbar wäre, wenn diese gemessen wäre.

A und U folgen übrigens, wie die Zahlen (die in der nächsten Mitteilung enthalten sind) gezeigt haben, einem einfachen Schema.



Ihre Werte bleiben einander bei steigender Temperatur um so näher, je geringer die x_1- und x_2-Werte der betrachteten Zustandsänderung sind. Sind diese gering, so bleiben A und U selbst weit über der kritischen Temperatur des adsorbierten Stoffes praktisch identisch. Tritt das Auseinanderweichen ein, so sinkt regelmäßig U, bis es den Wert Null erreicht, dabei steigt A mit wachsender Schnelligkeit und erreicht (bei lim $U = 0$) die Proportionalität zur absoluten Temperatur. Statt 6) gilt dann

$$\frac{d\left(\ln \frac{p_{x_1}}{p_{x_2}}\right)}{dT} = 0.$$

Bei tiefen Temperaturen verhält sich also das Adsorptionsgemisch thermisch wie eine ideale konzentrierte Lösung, währenddessen es bei steigender Temperatur allmählich das Verhalten einer ideal verdünnten Lösung annimmt. Die Figur zeigt dies schematisch.

Anhang.

1. Die integralen Benetzungswärmen verschiedener Flüssigkeiten am selben Adsorbens sind von gleicher Größenordnung[1]).

---

[1]) Siehe z. B. Pouillet, Gilb. Ann. 78, 356, 1823.

Ebenso liegen die Schichtdicken, bei denen verschiedene Stoffe an der Oberfläche eines festen Körpers ihre normalen Eigenschaften annehmen, nicht zu weit auseinander[1]). Es sind hiermit für verschiedene Stoffe in 9) sowohl die rechte Seite, wie die Integrationsgrenzen der linken Seite von ähnlicher Größenordnung; da außerdem die $T ln \frac{p_{max}}{p_x} - x$-Kurven, wegen der bekannten Ähnlichkeit der Adsorptionsisothermen, gleichartig verlaufen, so ergibt sich die Regel, daß bei gleichen Temperaturen für verschiedene Stoffe

$$ln \frac{p_{max}}{p_x} = \varphi(x)$$

ungefähr dieselbe Funktion ist.

Vergleicht man also Stoffe von sehr verschiedenen p_{max}, so werden die Adsorptionstensionen (p_x) für ein bestimmtes x die Größenreihenfolge der Dampfdrucke (p_{max}) einhalten. Ein Stoff ist also um so leichter adsorbierbar, je kondensibler er ist: eine bekannte Regel[2]).

2. Die Adsorptionsisotherme bei tiefen Temperaturen läßt sich nach 7) zur Berechnung des Verlaufes der Adsorptionswärme nach der adsorbierten Menge berechnen. Da die Adsorptionswärme die potentielle Energie der adsorbierten Moleküle darstellt in bezug auf die unendliche Entfernung von seiner Ruhelage am Adsorbens, so läßt sich aus der Adsorptionsisotherme bei tiefen Temperaturen das Gesetz der adsorbierenden Anziehungskraft berechnen. Namentlich ist

$$U_x = N \int_0^\infty K dl, \tag{10}$$

woraus sich durch Einsetzen in 7) und Differentiation

$$RT \frac{d ln p_x}{dl} = NK \tag{11}$$

ergibt. Nimmt man, was angesichts ihres hochkomprimierten Zustandes und der tiefen Temperatur zulässig ist, eine gleichmäßige Dichte der adsorbierten Schicht an, so ist

$$\frac{dx}{dl} = \text{konst.} \tag{12}$$

$$\text{konst. } RT \frac{d ln p_x}{dx} = NK \tag{13}$$

---

[1]) S. die Zusammenstellung bei FREUNDLICH, Kapillarchemie, S. 278, 1909.

[2]) FREUNDLICH, l. c., S. 97.

Die FREUNDLICHsche Formel, die für tiefere Temperaturen recht gut stimmt, lautet

$$ln p_x = ln x \text{ konst.} + \text{konst.},$$

woraus

$$\frac{d\, ln p_x}{d x} = \frac{\text{konst.}}{x}$$

und wegen 12) und 11)

$$K = \frac{\text{konst.}}{l}. \qquad 14)$$

Sie ergibt also eine lineare Abnahme der adsorbierenden Anziehungskraft mit der Entfernung.

3. Da die integrale freie Energie der Benetzung endlich sein muß, so sind nur solche Adsorptionsisothermen zulässig, wo das Integral

$$\int_0^{x_{max}} R T ln \frac{p_{max}}{p_x} d x$$

endlich ausfällt. Es muß also

$$p_x = f(x)$$

so beschaffen sein, daß

$$\lim_{x=0} x\, ln p_x = 0 \qquad 15)$$

sei.

Karlsruhe i. B., Technische Hochschule.



Bemerkungen zur Lorentzschen Gravitationstheorie;

von A. v. Schütz.

(Eingegangen am 25. November 1914.)

H. A. Lorentz [1]) nimmt zur Erklärung der Gravitation an, daß sich die ungleichen Elektronen stärker anziehen, als die gleichartigen sich abstoßen, und daher die allgemeine Anziehung der ungeladenen Massen eintritt. Das Überwiegen der elektrischen Anziehungswirkung über die elektrische Abstoßungswirkung läßt sich nun in der folgenden einfachen Weise klar machen.

Schon aus der Tatsache, daß ein und dasselbe elektrische Feld dennoch auf zweierlei verschiedenartige Elektronen in entgegengesetzter Richtung einwirkt, ergibt sich, daß die Wirkung einer Kraft durchaus nicht nur von dieser einen Kraft allein abhängt, sondern auch von der Beeinflußbarkeit der anderen Kraft, auf die die erstere einwirkt. Es ist also die Wirkung W durchaus nicht ohne weiteres gleich der Kraft K, sondern sie ist das Produkt der beiden Faktoren Kraft K und Beeinflußbarkeit B:

$$W = K.B. \qquad 1)$$

In vielen Fällen kann zwar die Beeinflußbarkeit außer acht gelassen und $= 1$ gesetzt werden, bei den elektrischen (und auch magnetischen) Kräften aber muß sie, was die Wirkungsrichtung betrifft, durch das Vorzeichen der Elektronen zum Ausdruck gebracht werden.

Nach der Lorentzschen Gravitationstheorie wirkt, aus Gründen, die wir nicht näher kennen, ein und dasselbe elektrische Feld auf die beiden Elektronenarten nicht nur in verschiedener Richtung, sondern auch in verschiedener Stärke ein. Es haben also die beiden Elektronenarten nicht nur in Richtung, sondern auch in Stärke verschiedene Beeinflußbarkeiten für eine und dieselbe elektrische Kraft. Bezeichnen wir mit e das Elektron, mit seinem Vorzeichen die Richtung und mit a die Stärke seiner Beeinflußbarkeit für elektrische Felder, und nennen wir $\mathfrak{E}'$ das fremde elektrische Feld und d die Wirkung, die das Feld infolge der

[1]) H. A. Lorentz, Versl. Kon. Ak. Wet. Amsterdam, 31. März 1900.

Beeinflußbarkeit des Elektrons auf dasselbe auszuüben vermag, so ist die letztere gleich dem Produkt der beiden Einflüsse a und $\mathfrak{E}'$:

$$(+a_{+e}) \cdot (-\mathfrak{E}') = +d. \tag{2a}$$

Das heißt in diesem Falle: das negative Feld $-\mathfrak{E}'$ wirkt auf das positive Elektron $+e$ entsprechend dem Grade und der Richtung seiner Beeinflußbarkeit $+a$ mit bestimmter Stärke $+d$ anziehend ein. Umgekehrt wirkt das positive Feld abstoßend:

$$(+a_{+e}) \cdot (+\mathfrak{E}') = -d. \tag{2b}$$

Nun aber ist die Beeinflußbarkeit der positiven Elektronen für die negativen Kraftfelder größer als für die positiven. Es ist also, wenn die Anzahl der Elektronen nicht geändert wird und die positiven und negativen Felder gleich stark sind:

$$(+a_{+e}) \cdot (-\mathfrak{E}') > (+a_{+e}) \cdot (+\mathfrak{E}') \tag{3}$$

und ebenso:

$$(+d) > (-d). \tag{4}$$

Daher ist

$$(+d) + (-d) = +k, \tag{5}$$

der allgemeinen Gravitationskonstante. Dasselbe gilt natürlich auch für die negativen Elektronen. Es wirken dann zwei ungeladene Körper aufeinander ein, entsprechend der Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{r^2} & \{[(+e)(+a)(-\mathfrak{E}'] + [(+e)(+a)(+\mathfrak{E}')] \\ & + [(-e)(-a)(-\mathfrak{E}'] + [(-e)(-a)(+\mathfrak{E}')]\} \cdot \\ & \{[(+e')(+a')(-\mathfrak{E})] + [(+e')(+a')(+\mathfrak{E})] \\ & + [(-e')(-a')(-\mathfrak{E})] + [(-e')(-a')(+\mathfrak{E})]\} = \mathfrak{K}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Dabei bedeutet e die Anzahl der Elektronen, das Vorzeichen ihre Art; a ist die Stärke, sein Vorzeichen die Richtung der Beeinflußbarkeit der Elektronen, $\mathfrak{E}$ ihr Kraftfeld. Die Werte von Gleichung 2) eingesetzt ergeben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{r^2} & \{[(+d)(+e)] + [(-d)(+e)] + [(-d)(-e)] + [(+d)(-e)]\} \cdot \\ & \{[(+d)(+e')] + [(-d)(+e')] + [(-d)(-e')] + [(+d)(-e')]\} = \mathfrak{K} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

und von Gleichung 5):

$$\frac{1}{r^2} \{[(+k)(+e)] + [(+k)(-e)]\} \cdot \{[(+k)(+e')] + [(+k)(-e')]\} = \mathfrak{K} \tag{8}$$

Da $(+e) + (-e) = m$, der ungeladenen Materie ist, so folgt daraus:

$$k \cdot \frac{m \cdot m'}{r^2} = \mathfrak{K},$$

also das NEWTONsche Gravitationsgesetz.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

16. Jahrg. 30. Dezember 1914. Nr. 24.

Sitzung vom 18. Dezember 1914.

Vorsitzender: Hr. F. Haber.

Am 28. November starb der Nestor der deutschen Physik

Prof. Dr. W. Hittorf.

Den Tod fürs Vaterland erlitten:

Prof. E. Grimsehl,
Prof. Dr. F. L. Kohlrausch,
Dr. Hans Sonvico.

Am 17. Dezember erlag

Prof. Dr. Otto Sackur

in Ausübung seines Berufes einem schweren Unglücksfall.

Der Vorsitzende widmet allen Dahingeschiedenen warme Worte des Gedenkens; die Anwesenden ehren die Toten durch Erheben von ihren Sitzen.

Sodann berichtet Hr. **A. Einstein**

über eine experimentelle Prüfung der Theorie des Paramagnetismus.

Endlich behandelt Hr. **L. C. Glaser**

das Spektrum des Berylliums in seiner Beziehung zum periodischen System der Elemente.

Zum Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft sind Mitteilungen eingegangen von den Herren:

Karl Uller: Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen bei kristallinischen Körpern.

R. Seeliger: Die Methode der „kleinen Schwingungen" in der Atomdynamik.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. stud. phys. JOSEF ENGL, München, Georgenstraße 111.
(Vorgeschlagen durch Hrn. P. P. KOCH.)

Die Anwendung der lichtelektrischen Methode in der Astrophotometrie;

von Paul Guthnick.

(Vorgetragen in der Sitzung am 4. Dezember 1914.)
(Vgl. oben S. 995.)

Die astrophotometrischen Aufgaben der Gegenwart, die der Entwickelungsrichtung gewisser Gebiete der astronomischen Forschung in den letzten Jahren ihre Entstehung oder ihre Bedeutung verdanken, erheischten, da die Vervollkommnung der bisherigen astrophotometrischen Beobachtungsmethoden nicht gleichen Schritt mit den Anforderungen der Zeit zu halten vermochte, je länger desto dringender die Ausbildung eines neuen Meßprinzips, das bei hinreichender Empfindlichkeit die bisherigen Methoden nicht nur erheblich an Genauigkeit übertreffen mußte, sondern auch gewisse sehr empfindliche Mängel derselben nicht besitzen durfte. Die beiden Hauptmängel dieser Methoden sind die nicht genügend strenge Erfüllung der Proportionalität zwischen Lichtintensität und Messungsresultat (Abweichung von der absoluten Skala im astronomischen Sinne) und Abhängigkeit von der geometrischen Beschaffenheit der zu vergleichenden Lichtquellen.

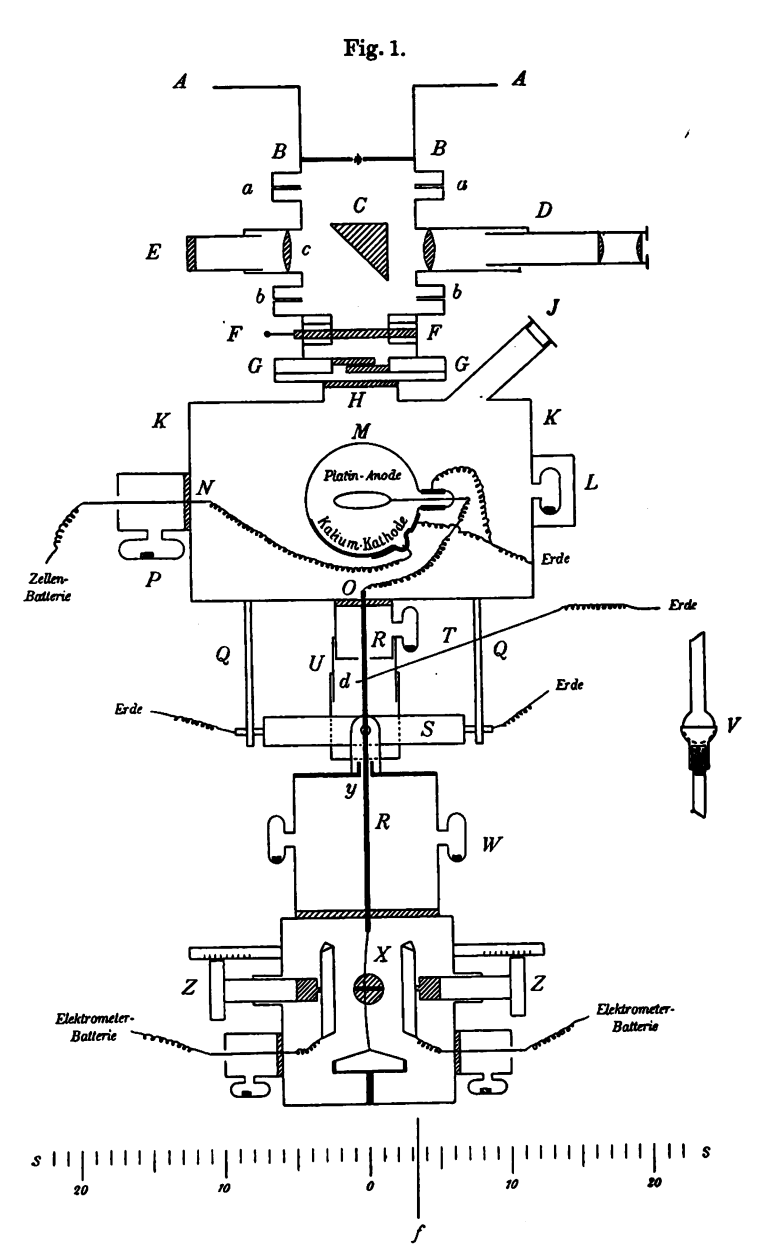
Die Physik ist in der Lage gewesen, die Forderungen der Astrophotometrie in glänzender Weise zu erfüllen durch die insbesondere Elster und Geitel zu verdankende hohe Vervollkommnung der lichtelektrischen Methode. Diese Methode wird seit dem Sommer 1913 auf der Berlin-Babelsberger Sternwarte von mir und seit einem Jahr gemeinsam mit Herrn Prager mit einem alle Erwartungen übertreffenden Erfolg auf einem Spezialgebiet der Astrophotometrie, auf dem Gebiet der veränderlichen Sterne, angewandt, worüber im folgenden auszugsweise berichtet werden soll[1].

Der Apparat, von dem die l. c. entnommene Fig. 1 eine schematische Darstellung gibt, ist im wesentlichen eine Anpassung des lichtelektrischen Photometers von Elster und Geitel an den

---

[1]) Ausführlicher Bericht in Veröffentlichungen der Berlin-Babelsberger Sternwarte, Bd. I, Heft 1. Ferd. Dümmlers Verlagsbuchhandlung.

Fig. 1.



Schematische Darstellung des lichtelektrischen Apparates.

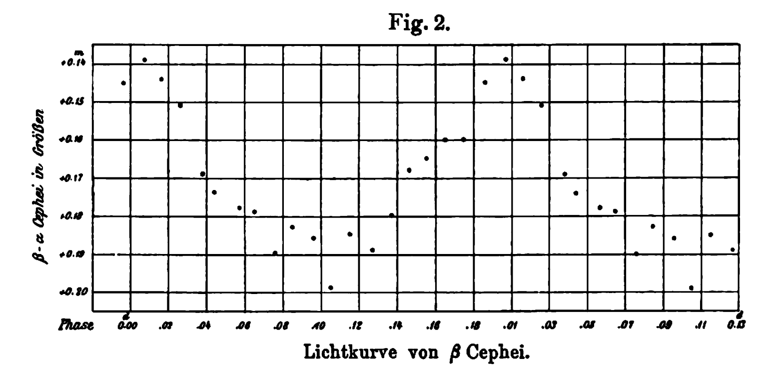
(beweglichen) äquatorialen Refraktor. Bei *AA* ist das ganze Instrument an das Okularende eines Refraktors von 30 cm Öffnung und 5,1 m Brennweite angesetzt; *BB* stellt eine in der Brennebene des Objektivs angebrachte Irisblende dar, in deren Öffnung der eingestellte zu messende Stern angedeutet ist. Das rechtwinkelige Prisma *C* und das kleine Fernrohr *D* dienen zur Einstellung des Sternes. Nach erfolgter Einstellung wird das Prisma aus dem Strahlengang gezogen und nunmehr die Zelle *M* von dem Licht des Sternes getroffen. Die Zelle ist in die lichtdichte Kapsel *KK* eingeschlossen. An der Kapsel hängt in einem Cardanischen Gehänge das Elektrometer *W* (Typus Wulf). Die Aufladung des Elektrometerfadens wird durch die Methode der Aufladezeiten gemessen, indem der Durchgang des Fadens durch zwei bestimmte Skalenteile mit Taster und Chronograph nach Art der Sterndurchgänge im Meridianinstrument registriert wird. Die Nullpunktsschwankungen des Elektrometers, die bisher leider nicht völlig zu beseitigen waren und nach unserer Erfahrung zum größten Teil thermischen Einflüssen auf das Elektrometer zuzuschreiben sind, werden natürlich berücksichtigt.

Eine mehrmalige Untersuchung der Proportionalität zwischen erregender Lichtintensität und Geschwindigkeit des Elektrometerfadens ergab innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit strenge Erfüllung derselben für ein Helligkeitsintervall von 2,6 Größenklassen, entsprechend einem Intensitätsverhältnis von 1:11. Da so große Helligkeitsintervalle für uns praktisch nicht in Betracht kommen, wurde von weiteren Prüfungen für noch größere Intervalle abgesehen. Die Genauigkeit der Messungen ist je nach den Umständen auf das Fünf- bis Zehnfache derjenigen guter visueller oder photographischer photometrischer Messungen zu schätzen; unter normal günstigen Bedingungen erreicht sie etwa $^1/_2$ Proz.

Der Apparat wurde nun zur Prüfung zunächst auf den spektroskopischen Doppelstern β Cephei angewandt, dessen Helligkeit innerhalb der Genauigkeit der bisherigen astrophotometrischen Methoden als konstant galt. Da dieses Doppelsternsystem die ungewöhnlich kurze Umlaufszeit von 4,6 Stunden besitzt, so war es wegen des notwendig äußerst geringen gegenseitigen Abstandes der beiden Komponenten des Systems nicht unwahrscheinlich, daß mit der Bahnbewegung physikalische Einwirkungen der Komponenten aufeinander vorhanden sein würden, die sich durch eine

periodische Helligkeitsschwankung bemerkbar machten. In der Tat haben die zahlreichen Messungen an dem Stern solche Schwankungen mit 4,6stündiger Periode ergeben, wie die Fig. 2 zeigt, in der die in Größenklassen ausgedrückten gemessenen Unterschiede der Helligkeit des Veränderlichen gegen einen als konstant angenommenen Nachbarstern als Ordinaten, die Phase der Bahnbewegung in Dezimalen des Tages als Abszissen eingetragen sind. Die Messungen sind nach der Phase der Bahnbewegung angeordnet und in konstanten Intervallen zusammengefaßt und gemittelt worden. Die Kurvenpunkte stellen solche Mittelwerte dar. Die Amplitude der ganzen Helligkeitsschwankung beträgt nur $0{,}050^m$ = 5 Proz. der Gesamtintensität. Der Charakter der Lichtkurve

Fig. 2.



Lichtkurve von β Cephei.

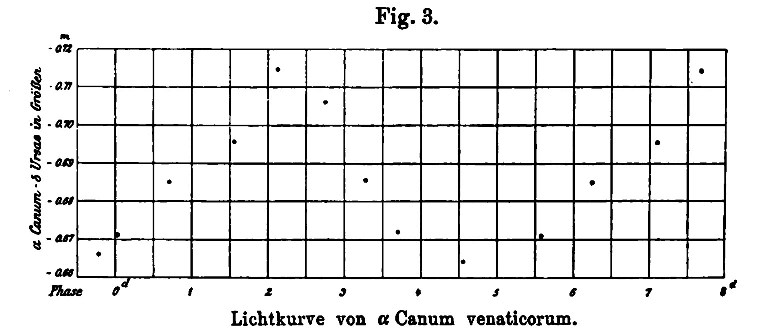
ist durchaus ähnlich demjenigen der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus, von denen man auf Grund der bisherigen Feststellungen annimmt, daß sie ohne Ausnahme Doppelsterne sind, und deren Lichtwechsel auf irgend eine noch nicht feststehende Weise durch die Bahnbewegung hervorgerufen wird. In den zehn Fällen, die man sowohl photometrisch wie spektrographisch genauer hat untersuchen können (die zahlreichen übrigen Sterne dieser Art sind für eine genauere spektrographische Untersuchung bisher zu lichtschwach gewesen), hat man gefunden, daß das Maximum der Helligkeit ungefähr mit dem Durchgang der helleren Komponente des Systems durch den absteigenden Knoten der Bahn (in dem die Radialgeschwindigkeit dieser Komponente ihren größten negativen Wert erreicht) zusammenfällt. Diese Regel besagt, daß die in bezug auf die Richtung der Bahnbewegung vordere Seite derjenigen Komponente des Systems, die als die Trägerin des Licht-

wechsels anzusehen ist — dies wird bei einem großen Helligkeitsunterschied zwischen den beiden Komponenten in der Regel die hellere derselben sein — eine größere Helligkeit besitzt als die hintere. Zur Erklärung einer so auffallenden Helligkeitsverteilung nimmt man unter anderem an, daß diese Systeme in ein Medium eingehüllt sind, durch dessen Widerstand die Vorderseite der Trägerin des Lichtwechsels von der absorbierenden Atmosphäre teilweise entblößt wird. Eine Unterstützung findet die Annahme eines solchen Mediums in der Tatsache, daß man eine ganze Reihe von spektroskopischen Doppelsternen kennt, in deren Spektrum neben den periodisch bewegten Linien auch solche vorhanden sind, die an der periodischen Bewegung nicht teilnehmen. Aber es ist bisher kein bekannter Veränderlicher vom δ Cephei-Typus unter denselben. Diese Theorie der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus ist noch weit davon entfernt, als gesichert zu gelten, da sie die beobachteten Erscheinungen durchaus nicht restlos zu erklären vermag. Eins der schwersten Bedenken erhebt sich aus dem Umstande, daß in den bisher untersuchten Fällen die Helligkeitsmaxima gegen die entsprechenden Knotendurchgänge systematisch verschoben sind und daß ganz beträchtliche Abweichungen, bis zu 60°, vorkommen. In dem nun neu hinzugekommenen Falle von β Cephei beträgt die Abweichung sogar 65°. Kurz vor dem Minimum ist in der Lichtkurve dieses Veränderlichen eine gewisse Unsicherheit ihres Verlaufes zu erkennen, die vielleicht durch das Vorhandensein eines sekundären Maximums zu erklären ist. An dieser Stelle müßte der Theorie gemäß das Maximum der schwächeren Komponente des Systems zu erwarten sein. Bei einem der gleich zu beschreibenden Fälle ist ein solches sekundäres Maximum erheblich unzweideutiger ausgeprägt als hier.

Nach Erledigung der Untersuchung des behandelten Sternes wurde eine systematische Durchmusterung der spektroskopischen Doppelsterne mit kurzen und mittleren Umlaufszeiten begonnen, um eine Vorstellung von dem neu gewonnenen Arbeitsgebiet zu bekommen. Die Ausbeute an neuen Veränderlichen mit geringen Lichtwechselamplituden war eine derartige, daß nach wenigen Monaten von einer Fortsetzung der Durchmusterung Abstand genommen werden mußte, um erst einmal die gefundenen Fälle genauer untersuchen zu können. Bemerkenswerterweise gehören alle von uns gefundenen Veränderlichen, soweit ein Urteil darüber

bereits möglich ist, mit vielleicht einer Ausnahme dem δ Cephei-Typus an, obwohl nach den bisherigen Erfahrungen unter den von uns bevorzugten frühen Spektralklassen dieser Typus sehr selten bzw. überhaupt nicht hätte vorhanden sein sollen. Es scheint demnach, und dies ergibt sich auch aus anderen hier nicht zu erörternden Betrachtungen, daß die bisher bekannten δ Cephei-Veränderlichen, wie sie bezüglich der Größe ihrer Lichtwechselamplituden, die um das Vielfache größer sind als die von β Cephei, zweifellos eine extreme Stellung innerhalb ihrer Klasse einnehmen, dies auch in physikalischer und mechanischer Beziehung tun. Es war z. B. die große Gleichförmigkeit ihrer spektralen Eigenschaften aufgefallen: die Spektren der zehn genauer bekannten älteren δ Cephei-Sterne gehören sämtlich dem ersten bis zweiten oder zweiten Typus an. Dagegen ist das Spektrum

Fig. 3.



Lichtkurve von α Canum venaticorum.

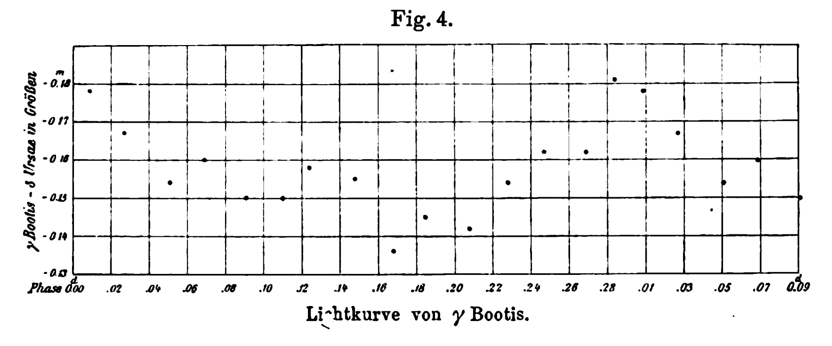
von β Cephei ein um zwei bis drei Spektralklassen früheres (Heliumtypus).

Der zweite der von uns gefundenen und genauer untersuchten neuen Veränderlichen dieser Art ist die hellere Komponente des visuellen Doppelsternes α Canum venaticorum, dessen Lichtkurve in Fig. 3 dargestellt ist. Seine Periode beträgt rund $5^1/_2$ Tage. Das Spektrum dieses Sternes, das dem ersten Spektraltypus angehört, hat die Aufmerksamkeit der Astrophysiker in hohem Grade dadurch erregt, daß man in ihm eine Reihe von Absorptionslinien fand, deren Stärke in einer eigentümlichen Weise in der genannten Periode schwankt. Ferner stellte man fest, daß die Radialgeschwindigkeit des Sternes sich ebenfalls in $5^1/_2$ tägiger Periode ändert, daß aber die Amplitude dieser Änderung für verschiedene Linien in ausgeprägter Weise verschieden groß und für einige

Linien sogar unmerklich klein ist. Ob diese Erscheinung auch hier auf ein relativ ruhendes Medium oder auf Zusammenfließen von Linien beider Komponenten des spektroskopischen Systems zurückzuführen ist, steht noch dahin. Zu erwähnen wäre noch, daß die Linien mit wechselnder Intensität sehr nahe mit den stärksten Linien des Europiums zusammenfallen, wodurch natürlich noch nicht ihre Identität mit diesen bewiesen ist.

Die Helligkeitsschwankungen erfolgen auch bei diesem Stern konform mit der Bahnbewegung; ihre Amplitude ist zu $0{,}051^m$ gefunden worden. Die Orientierung der Lichtkurve zur Geschwindigkeitskurve ist zurzeit noch nicht möglich, da zwischen den neuesten spektrographischen und den photometrischen Messungen ein Zeitraum von einem Jahre liegt, der mit Hilfe der erst genähert bekannten Periode noch nicht sicher zu überbrücken ist.

Fig. 4.

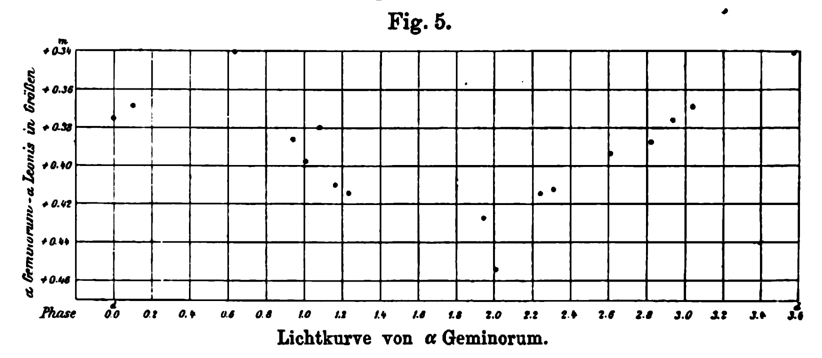


Lichtkurve von γ Bootis.

Als dritter der eingehender untersuchten neuen Veränderlichen sei γ Bootis angeführt. Dieser Stern ist wiederum durch eine sehr kurze Periode, von nur 7 Stunden, merkwürdig. Die Lichtkurve, die wir fanden (Fig. 4), verweist ihn ebenfalls zum δ Cephei-Typus. Sie zeigt in recht deutlicher Ausprägung dort, wo der Theorie gemäß die zweite Komponente ihr Maximum haben müßte, nämlich in der Nähe des Minimums der Trägerin des Hauptlichtwechsels, eine sekundäre Welle. Die spektroskopische Duplizität dieses zufällig entdeckten Veränderlichen, die aus dem Verhalten seiner Helligkeit unzweifelhaft hervorgeht, war bei der Aufnahme der lichtelektrischen Messungen nicht bekannt, wurde aber, wie wir nachträglich erfahren haben, an zwei Stellen auf Grund von Radialgeschwindigkeitsmessungen bereits seit langem vermutet. Der Nachweis der periodischen Verschiebungen der Spektrallinien

wurde bisher durch die ungünstige Beschaffenheit der Linien verhindert. Solche Fälle sind sehr häufig, und man darf sagen, daß in diesen die Photozelle in gewisser Hinsicht, nämlich soweit es auf die erste Wahrnehmung der Duplizität und die Ermittelung der Periode des Systems ankommt, dem Spektrographen überlegen sein kann. Die Amplitude des Lichtwechsels von γ Bootis wurde zu nur $0{,}043^{\mathrm{m}} = 4{,}3$ Proz. der Gesamtintensität gefunden. Vergleichshalber sei erwähnt, daß die kleinste bisher visuell ermittelte Lichtwechselamplitude etwa 35 Proz., die kleinste photographisch ermittelte etwa 17 Proz. betrug, wobei letztere aber nur vermittels

Fig. 5.



Lichtkurve von α Geminorum.

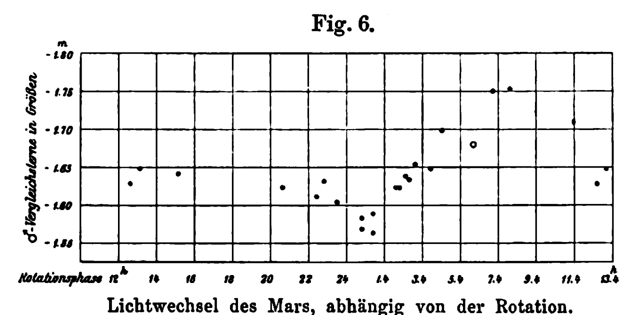
eines verhältnismäßig selten anwendbaren Kunstgriffes festzustellen war. Das Spektrum von γ Bootis gehört der ersten bis zweiten Spektralklasse an.

Von den gegenwärtig noch unter Beobachtung befindlichen neuen Veränderlichen dieser Art möge α Geminorum aus einem besonderen Grunde erwähnt werden. Der Stern ist bekanntlich ein visueller Doppelstern; beide Komponenten des visuellen Systems, dessen Umlaufszeit einige hundert Jahre beträgt, sind selbst spektroskopische Doppelsterne mit 2,9 bzw. 9,2 Tagen Umlaufszeit. Wegen des geringen scheinbaren Abstandes der beiden visuellen Komponenten mußte das Gesamtlicht gemessen werden. Es wurde gefunden, daß es in der kürzeren spektroskopischen Periode (2,9 Tage) veränderlich ist, während von der neuntägigen Periode bisher keine Spuren festzustellen waren. Die Lichtkurve ist in Fig. 5 gegeben; ihre Amplitude, soweit die noch lückenhaften Messungen dies zu ermitteln gestatten, beträgt etwa 10 Proz. der Gesamthelligkeit. Bemerkenswert ist aber besonders, daß das Helligkeitsmaximum nicht mit dem Durchgang der helleren,

sondern mit dem der schwächeren Komponente des 2,9 tägigen Systems durch den absteigenden Knoten ungefähr zusammenfällt. Das Spektrum gehört der ersten Spektralklasse an.

Die angeführten Beispiele, die sämtlich helle, spektrographisch mit Leichtigkeit zu erforschende Sterne betreffen, werden bereits hinreichend gezeigt haben, welch reiche Früchte man von der Anwendung der lichtelektrischen Methode auf astrophotometrische Aufgaben zu erwarten haben wird. Die Zahl der hellen δ Cephei-Veränderlichen betrug bei Beginn der Beobachtungen, wie bereits erwähnt, zehn; dieselben wurden in einem Zeitraum von fast 130 Jahren aufgefunden. Die nächsten Jahre werden ihre Zahl

Fig. 6.



Lichtwechsel des Mars, abhängig von der Rotation.

vervielfachen, so daß man wohl bereits in kurzer Zeit in der Lage sein wird, die bisher so undurchsichtigen Zusammenhänge zwischen Bahnbewegung und Lichtwechsel bei diesen Sternen genauer zu erkennen.

Eine weitere kleine Untersuchung auf einem anderen Gebiete der praktischen Astrophotometrie betraf den Planeten Mars. Derselbe war zugleich mit Saturn beobachtet worden, um etwaige Schwankungen der Sonnenhelligkeit[1]) zu kontrollieren. Solche konnten zwar nicht mit Sicherheit festgestellt werden, dagegen ergab sich eine beträchtliche Helligkeitsschwankung von etwa 18 Proz. bei Mars, die mit der Periode seiner Rotation, 24,6 Stunden, verläuft und in offenbarem Zusammenhang mit den Fleckengebilden auf der Oberfläche des Planeten steht (Fig. 6). Das Maximum der Helligkeit tritt ein, wenn die fleckenleerste Gegend der Marsoberfläche (die Gegend um den Nodus Gordii, Länge 120°), das

---

[1]) Vgl. Abbot, Fowle and Aldrich, Annals Astrophys. Obs. Smiths. Inst. 8, 115.

Minimum, wenn die fleckenreichste Gegend (Syrtis Major, Mare Erythraeum usw., Länge 0°) die sichtbare Hemisphäre des Planeten ausfüllt. Hiermit ist zum erstenmal die Möglichkeit gewonnen, Helligkeitsschwankungen, die durch Rotation einer fleckenbedeckten und physikalischen Veränderungen unterworfenen Planetenoberfläche hervorgerufen werden, nach Ursache und Wirkung genau zu verfolgen. Dies ist von Interesse, da bei einer nicht geringen Zahl von Planetoiden und Satelliten, deren Scheiben zu klein für die direkte Wahrnehmung von Oberflächengebilden sind, Helligkeitsschwankungen solcher Art gefunden worden sind oder vermutet werden.

Die Zahl der Probleme der Astrophotometrie, die ein geeignetes Feld für die lichtelektrische Methode bilden werden, ist so groß, daß an ihre Aufzählung an dieser Stelle nicht gedacht werden kann. Einige besonders wichtige Aufgaben der nächsten Zukunft seien indessen noch kurz erwähnt. Für stellarstatistische Untersuchungen ist seit langem die Schaffung einer zuverlässigen absoluten Helligkeitsskala der Fixsterne eine ebenso dringende wie mit den bisherigen astrophotometrischen Methoden unerfüllbare Forderung. Vermöge der jederzeit leicht zu kontrollierenden strengen Proportionalität zwischen Lichtintensität und Photoeffekt und vermöge der Unabhängigkeit der lichtelektrischen Methode von der geometrischen Beschaffenheit der zu vergleichenden Lichtquellen ist dieselbe für diese Aufgabe ganz besonders geeignet, wofern es gelingt, die Empfindlichkeit (Lichtstärke) des Apparates noch weiter zu steigern. Unser Apparat in Verbindung mit dem 30 cm-Refraktor gestattet jetzt noch, Sterne der 7. Größe zu messen. Die Steigerung der Empfindlichkeit auf etwa das 30 fache, durch Vergrößerung der Empfindlichkeit des Elektrometers sowohl wie der Zelle (was durchaus nicht eine allzu kühne Hoffnung ist), würde es gestatten, mittels der gegenwärtig zur Verfügung stehenden optischen Mittel noch Sterne der 14. oder 15. Größe zu messen; dies reicht für die meisten stellarstatistischen Untersuchungen vorläufig noch aus.

Wir hätten damit aber weiter wahrscheinlich die Möglichkeit gewonnen, unter Benutzung des selektiven Photoeffektes auf sehr bequeme und genaue Weise (von gewissen Einschränkungen abgesehen) von allen Sternen bis hinab zu dieser Helligkeit durch die Vergleichung von Messungen in mindestens zwei verschiedenen

Spektralbezirken auch die Spektren zu bestimmen, in analoger Weise, wie dies jetzt durch Vergleichung visueller photometrischer Bestimmungen mit photographischen, freilich mit einem viel ungenaueren Ergebnis, geschieht. Versuche an helleren Sternen [1]) haben uns gezeigt, daß es durch Vergleichung von Messungen mittels einer Natriumzelle mit solchen mittels einer Rubidium- oder Caesiumzelle [2]) möglich sein würde, den Spektraltypus eines Sternes genauer zu bestimmen, als dies durch direkte Untersuchung des Spektrums erreichbar ist. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß die allgemeine Energieverteilung in den Sternspektren sich streng gesetzmäßig (nicht individuell verschieden) mit dem Spektraltypus ändert, was noch nicht hinreichend feststeht.

Auf eine weitere für die Astrophysik wichtige Anwendung, die Möglichkeit der Ausmessung von Spektrogrammen, hat bereits P. P. KOCH hingewiesen [3]).

Die Photometrierung der Sternspektren auf lichtelektrischem Wege würde unter anderem die effektiven Temperaturen der Sterne mit einer unvergleichlich viel größeren Genauigkeit als die bisher verwendeten Methoden ergeben. Freilich sind zu dieser Aufgabe vorerst noch gewaltige optische Mittel unbedingt erforderlich, wenn man sich nicht auf die allerhellsten Sterne beschränken will.

Endlich sei noch einer speziellen Aufgabe gedacht, der Bestimmung der wichtigen astrophysikalischen Konstante der Erdalbedo. Die lichtelektrische Methode gestattet mit Leichtigkeit, einen Weg einzuschlagen, der sonst kaum gangbar ist. Man vergleicht dieselben Teile der Mondoberfläche teils in direkter Beleuchtung, teils im aschfarbenen Lichte mit passenden Fixsternen, natürlich unter gehöriger Berücksichtigung des Einflusses der Erhellung des Himmelsgrundes auf die Intensität des aschfarbenen Lichtes.

Ich möchte nicht schließen, ohne die Physiker auf zwei wichtige Forderungen aufmerksam zu machen, deren Erfüllung im Interesse der Astrophotometrie mit Freuden zu begrüßen sein würde. Die erste betrifft die Zelle: Neben möglichster Erhöhung

---

[1]) Astr. Nachr. Nr. 4763.

[2]) Die Empfindlichkeitsmaxima für Na und Rb sind nach POHL und PRINGSHEIM bei ungefähr 330 bzw. 470 $\mu\mu$ (vgl. z. B. Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 349, 1910).

[3]) Ann. d. Phys. **39**, 705, 1912.

ihrer Empfindlichkeit wäre die Erreichung einer tunlichsten Gleichförmigkeit derselben für das ganze in Betracht kommende Spektralgebiet (λ 3750 bis zur Grenze des Roten) für manche Aufgabe erwünscht. Die zweite Forderung betrifft das Elektrometer: Es ist von uns sehr störend empfunden worden, daß der Nullpunkt unseres Instrumentes so wenig konstant ist, und daß insbesondere thermische Einflüsse, die am Fernrohr nicht verhindert werden können, störend wirken. Die Konstruktion eines Elektrometertyps, der frei von diesem Mangel wäre, und wenn möglich, eine zehnmal so große Empfindlichkeit wie unser gegenwärtiges Instrument, sagen wir etwa 500 Skalenteile für 1 Volt, besäße, ohne gegen Erschütterungen empfindlicher zu sein, würde einen ganz wesentlichen Fortschritt bedeuten.

Zur Theorie des Schmelzvorganges;
von S. Ratnowsky.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Eingegangen am 3. Dezember 1914.)

In dieser und ihr folgenden Mitteilungen soll der Versuch gemacht werden, die Quantentheorie der festen Körper auch auf den flüssigen Zustand zu erweitern, und es soll deswegen, als erstes Problem, der Übergang des Körpers aus dem festen in den flüssigen Zustand (der Schmelzvorgang) quantentheoretisch untersucht werden. Wir gehen dabei von der schon von BOLTZMANN und später von MIE ausgesprochenen Vorstellung aus, daß die Molekularbewegung im flüssigen Körper sich nicht wesentlich von derjenigen im festen unterscheidet. Die Moleküle des flüssigen Körpers sollen unserer Meinung nach auf die gleiche Weise Schwingungen um bestimmte Mittelpunktslagen ausführen, wie dies die Moleküle der festen Körper tun. (Zu einer solchen Annahme sind wir um so mehr berechtigt, als es in der letzten Zeit BORN und COURANT gelungen ist, durch Einführung von Schwingungsfrequenzen für die Flüssigkeiten quantentheoretisch, das EÖTVÖSsche Gesetz für die Oberflächenspannung zu erhalten.) Die Moleküle des flüssigen Körpers sollen aber wegen der größeren Abstände zwischen denselben und kleineren Kohäsionskräfte ihre Gleichgewichtslagen gegenseitig vertauschen können. Hat diese Vorstellung irgend etwas Richtiges in sich, so ist zu erwarten, daß zwischen den Schwingungszahlen der Moleküle des Körpers im festen und flüssigen Zustande eine irgend welche einfache Beziehung besteht.

In dieser ersten Mitteilung soll auf eine solche, aus der Betrachtung über die Schmelzwärme sich ergebende, Beziehung hingewiesen werden.

§ 1. In der Theorie der realen festen Körper sind wir[1]), um zu der kanonischen Zustandsgleichung zu gelangen, von der

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) **38**, 637, 1912; Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 75, 1913.

Annahme ausgegangen, daß die gesamte innere Energie U_N des Grammatoms aus zwei Teilen besteht: aus der Schwingungsenergie E_N und der potentiellen (Volumenergie) $f_N(v)$, so daß die Schwingungsenergie

$$E_N = U_N - f_N(v). \tag{1}$$

Der Ausdruck für die Entropie eines Grammatoms nimmt dann die Form an

$$S_N = \Sigma s_p, \tag{2}$$

wo

$$s_p = k\left\{\left(1+\frac{U-f(v)}{h\nu}\right)\log\left(1+\frac{U-f(v)}{h\nu}\right) - \frac{U-f(v)}{h\nu}\log\frac{U-f(v)}{h\nu}\right\}$$

die mittlere Entropie eines Freiheitsgrades bedeutet (k ist die BOLTZMANNsche Konstante $= 1{,}36 \cdot 10^{-16}$) und

$$U = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} + f(v).$$

Dann ist auch

$$s_p = k\left\{\frac{x_p}{e^{x_p}-1} - \log\left(1-e^{-x_p}\right)\right\} \qquad \left(\frac{h\nu_p}{kT} = x_p\right)$$

die Entropie, die auf die Frequenz ν_p entfällt.

Um die gesamte Entropie des Körpers zu erhalten, muß man nach 2) die Summation über alle s_p ausführen. Oder da nach DEBYE[1]) die Anzahl Schwingungen $d\mathfrak{z}$ innerhalb eines Schwingungsintervalls $d\nu$ gegeben ist durch

$$d\mathfrak{z} = 9N\frac{\nu^2 d\nu}{\nu_m^3},$$

wo ν_m die Maximalschwingungszahl und N die Zahl der Atome pro Grammatom bedeuten, so erhält man die Entropie des Körpers, indem man das Integral von 0 bis ν_m bildet. Es ist also:

$$S_N = \frac{9N}{\nu_m^3}\int_0^{\nu_m} s_p \nu^2 d\nu,$$

[1]) P. DEBYE, Ann. d. Phys. (4) 39, 789, 1912.

woraus folgt, indem man eine neue Variable $\xi = \frac{h\nu}{kT}$ einführt:

$$S_N = 9\,Nk\left(\frac{kT}{h\nu_m}\right)^3 \int_0^{\frac{h\nu_m}{kT}} \left\{\frac{\xi}{e^\xi - 1} - \log(1 - e^{-\xi}\right\}\xi^2 d\xi$$

oder

$$S_N = 9\,Nk\left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\frac{\theta}{T}} \left\{\frac{\xi}{e^\xi - 1} - \log(1 - e^{-\xi})\right\}\xi^2 d\xi \qquad \left(\theta = \frac{h\nu_m}{k}\right) \cdot 3)$$

Wir gelangen so zum wichtigen Ergebnis, daß die Entropie eine universelle Funktion des Verhältnisses $\frac{\theta}{T}$ oder $\frac{\nu_m}{T}$ ist[1]).

§ 2. Wir wollen noch einen Näherungsausdruck für die Entropie, für den Fall hoher Temperaturen, aufstellen, wobei wir als hohe Temperatur den Fall, wo $T \gg \theta$, bezeichnen. Setzen wir zuerst der Einfachheit wegen $\frac{\theta}{T} = x$ und schreiben dann für 3):

$$S_N = 9\,Nk\,\frac{1}{x^3}\left\{\int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \int_0^x \log(1 - e^{-\xi})\,\xi^2 d\xi\right\}.$$

Für das zweite Integral folgt mittels partieller Integration:

$$\int_0^x \log(1 - e^{-\xi})\,\xi^2 d\xi = \frac{x^3}{3}\log(1 - e^{-x}) - \frac{1}{3}\int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}.$$

Also:

$$S_N = 3\,Nk\,\frac{1}{x^3}\left\{4\int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - x^3 \log(1 - e^{-x})\right\}.$$

Im Falle $T \gg \theta$, d. h. für kleine Werte von $\frac{\theta}{T}$, können wir unter dem Integralzeichen nach Potenzen von ξ entwickeln und es wird dann:

$$\int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} = \int_0^x \xi^2\left(1 - \frac{\xi}{2}\right)d\xi = \frac{x^3}{3}\left(1 - \frac{3}{8}x\right).$$

---

[1]) S. Ratnowsky, l. c.

Wir können also für die Entropie, bis auf Größen, die für T sehr groß verschwinden, schreiben:

$$S_N = 3\,Nk\left(\frac{4}{3} - \frac{1}{2}\,x - \log x\right)$$

oder

$$S_N = 3\,Nk\left(\frac{4}{3} - \frac{1}{2}\frac{\theta}{T} - \log\frac{\theta}{T}\right). \qquad 4)$$

§ 3. Schmelzwärme. Die Tatsache, daß in der Entropiegleichung 3) und also auch in dem Näherungsausdruck 4) die Volumenfunktion $f(v)$ für die innere potentielle Energie explizite nicht auftritt, ist für uns von größter Bedeutung. Denn dies ermöglicht, den Geltungsbereich dieser Gleichung ganz allgemein auf alle diejenigen Körper zu erweitern, bei denen die Molekularbewegung eine schwingende Bewegung ist; also ganz gleich, ob der Körper fest oder flüssig, einatomig oder mehratomig ist, vorausgesetzt, daß man θ als Funktion des Volumens betrachtet. Die Kenntnis dieser Volumenfunktion, für die Aufstellung der kanonischen Zustandsgleichung, ist natürlich von größter Wichtigkeit. Für die Berechnung der Schmelzwärme aber brauchen wir die innere potentielle Energie des Körpers weder im festen noch im flüssigen Zustande genau zu kennen. Denn wenn auch die Schmelzwärme zum größten Teil diejenige Energie darstellt, welche verbraucht wird, um bei der Abstandsänderung der Atomgleichgewichtslagen, die beim Schmelzen eintritt, die Arbeit gegen die zwischen den Atomen bzw. Molekülen wirkenden Kräfte zu leisten, so muß doch diese Arbeit in der Änderung des θ zum Vorschein kommen. Es ist also nicht nötig, die Funktion $f(v)$ bei der Berechnung der Schmelzwärme einzuführen, denn die letzte läßt sich auch durch θ im festen und flüssigen Zustande ausdrücken. Es soll also die Schmelzwärme auf die Änderung des θ, die beim Übergange des Körpers aus dem festen in den flüssigen Zustand stattfindet, zurückgeführt werden.

Wir wollen deswegen die Schmelzwärme aus der Entropie berechnen. Es sei $S_{(v)}$ die Entropie des Körpers im festen und $S_{(v')}$ diejenige im flüssigen Zustande, beide bei der Schmelztemperatur T_σ. Dann ist, der thermodynamischen Definition der Entropie gemäß, die Schmelzwärme gleich der Differenz der Entropien multipliziert mit der Schmelztemperatur T_σ, also:

$$\varrho = T_\sigma\left(S_{(v')} - S_{(v)}\right). \qquad 5)$$

Diese thermodynamische Beziehung ermöglicht uns, unter Zugrundelegung des quantentheoretischen Ausdruckes für die Entropie 4) die Schmelzwärme zu berechnen.

§ 4. Einatomige Körper. Wir nehmen an, daß die charakteristische Temperatur θ im allgemeinen viel kleiner ist als die Schmelztemperatur T_σ des Körpers. Beim Schmelzen wird dann θ noch kleiner geworden sein, da doch die spezifische Wärme eines Körpers im flüssigen Zustande größer ist als diejenige im festen, was auf eine Abnahme der Schwingungszahl ν hinweist. Wir können deswegen den für hohe Temperaturen, d. h. für kleine Werte von $\frac{\theta}{T}$, angegebenen Näherungsausdruck 4) für die Entropie so gut für den festen, wie auch für den flüssigen Körper als gültig betrachten, falls wir uns auf die Schmelztemperatur beziehen.

Es sei nun ν die Schwingungszahl des Körpers im festen und ν' diejenige im flüssigen Zustande. Dann sind die Entropien eines Grammatoms des Körpers bei der Schmelztemperatur im festen bzw. im flüssigen Zustande:

$$S_{(\nu)} = 3\,Nk\left(\frac{4}{3} - \frac{1}{2}\frac{\theta}{T_\sigma} - \log\frac{\theta}{T_\sigma}\right), \qquad \left(\theta = \frac{h\nu}{k}\right),$$

$$S_{(\nu')} = 3\,Nk\left(\frac{4}{3} - \frac{1}{2}\frac{\theta'}{T_\sigma} - \log\frac{\theta'}{T_\sigma}\right), \qquad \left(\theta' = \frac{h\nu'}{k}\right).$$

Diese Gleichungen mit 5) kombiniert liefern eine Beziehung zwischen der Schmelzwärme, Schmelztemperatur und den Schwingungszahlen im festen und flüssigen Zustande, die lautet:

$$\varrho = 3\,R\left\{\frac{1}{2}(\theta - \theta') + T_\sigma \log\frac{\theta}{\theta'}\right\} \tag{6}$$

wo ϱ die Schmelzwärme auf Grammatom bezogen bedeutet und $R = Nk$.

Bekanntlich läßt sich θ aus der spezifischen Wärme, aus der Kompressibilität, aus der Schmelztemperatur oder auch aus dem Ausdehnungskoeffizienten berechnen [1]), dagegen liegt keine Methode zur Bestimmung von θ' vor. Es liegt aber nahe, die Annahme zu machen, daß der Schmelzvorgang bedingt ist

[1]) S. Ratnowsky, Ann. d. Phys. (4) 38, 637, 1912.

durch eine für alle einatomige Körper gleiche relative Änderung der Schwingungszahl, d. h. daß das Verhältnis zwischen den Schwingungszahlen des Körpers im festen und flüssigen Zustande für alle einatomige Körper das gleiche ist. Wir wollen deswegen, statt ϱ zu berechnen, das Verhältnis $\frac{\theta}{\theta'}$ für diejenigen Körper bestimmen, für die die Schmelzwärme ϱ bekannt ist. Setzen wir also $\frac{\theta}{\theta'} = a$, so nimmt die Beziehung 6) die Form an:

$$\varrho = 3\,R \cdot \frac{a-1}{a}\,\theta + 3\,R\,T_\sigma \log a. \qquad 6')$$

Aus dieser Beziehung haben wir durch Anwendung eines Näherungsverfahrens a für verschiedene Metalle berechnet. Das Resultat ist in der Tabelle 1 zusammengestellt. Aus dieser Tabelle ersieht man, daß die Größe $a = \frac{\theta}{\theta'}$ für die verschiedenen Metalle annähernd konstant ist. Man wird aber aus dem Folgenden ersehen können, daß der oben ausgesprochene Satz für mehratomige Körper sich viel besser bestätigt.

Tabelle 1.

	ϱ	T_σ	θ	$a = \frac{\theta}{\theta'}$
Na . . .	730	369,5	192	1,31
K. . . .	610	331	125	1,30
Rb . . .	520	311,5	76	1,29
Al . . .	2110	898	402	1,39
Cu . . .	2740	1336	320	1,36
Ag . . .	2280	1272	215	1,32
Pd . . .	3840	1822	204	1,40
Zn . . .	1840	688	233	1,48
Cd . . .	1540	594	168	1,47
Hg . . .	550	234	61	1,42
Pb . . .	1110	600	95	1,33

Zweiatomige Körper. Nernst[1]) hat gezeigt, daß die spezifische Wärme mehratomiger kristallisierter Körper sich berechnen läßt durch Einführung mehrerer Schwingungszahlen. Es

[1]) W. Nernst, Gött. Wolfskehl-Vortrag, 1913.

ergab sich auf diese Weise eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Werten der spezifischen Wärme kristallisierter Stoffe, wie z. B. für NaCl, KCl, KBr, AgCl und für das Eis. Diese Tatsache zeigt, daß man die für einatomige Körper durchgeführte Betrachtung auch auf mehratomige Körper anwenden darf. Wir wollen also annehmen, daß der Ausdruck 4) für die Entropie auch auf mehratomige Körper anwendbar ist, nur müssen wir dann berücksichtigen, daß einem Molekül nicht eine, sondern mehrere Schwingungszahlen zukommen (Grundschwingung und innere Schwingung). Wir wollen aber der Einfachheit wegen nicht mit mehreren Schwingungszahlen, sondern mit der Zahl der Freiheitsgrade rechnen, denn in unserem Falle kann man so rechnen, als wenn die Schwingungszahlen gleich wären, da es im wesentlichen nur auf das Verhältnis derselben im festen und flüssigen Zustande des Körpers ankommt.

Bezeichnen wir mit n die Anzahl Freiheitsgrade eines Moleküls und mit N die Zahl der Moleküle in einem Mol, so können wir für die Entropie des Körpers im flüssigen und im festen Zustande schreiben:

$$S' = nNk\left\{\frac{4}{3} - \frac{1}{2}\frac{\theta'}{T_\sigma} - \log\frac{\theta'}{T_\sigma}\right\}$$

$$S = nNk\left\{\frac{4}{3} - \frac{1}{2}\frac{\theta}{T_\sigma} - \log\frac{\theta}{T_\sigma}\right\}.$$

Wir bekommen dann unter Berücksichtigung der Beziehung 5) für die Schmelzwärme:

$$\left.\begin{aligned} \varrho &= nR\left\{\frac{1}{2}(\theta - \theta') + T_\sigma \log\frac{\theta}{\theta'}\right\} \\ \varrho &= nR\frac{a-1}{a}\theta + nRT_\sigma \log a \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Da die verschiedenen θ für die Mehrzahl der mehratomigen Körper unbekannt sind und da das erste Glied in der Klammer rechts nur eine unwesentliche Korrektion bedeutet, vernachlässigen wir dieses Glied und schreiben:

$$\varrho = nRT_\sigma \log\frac{\theta}{\theta'}, \qquad \varrho = nRT_\sigma \log a. \tag{7'}$$

Die Beziehungen 7) und 7′) ermöglichen uns, das Verhältnis

$$\frac{\theta}{\theta'} = a$$

für die verschiedenen Körper zu berechnen. In der Tabelle 2 sind die Werte für a für zweiatomige Körper, für welche $n = 6$ gesetzt ist, zusammengestellt. Aus derselben ersieht man, daß der oben für einatomige Körper ausgesprochene Satz sich in ausgezeichneter Weise auch für die zweiatomigen Körper bestätigt. Die einzige Ausnahme bildet AgBr, wofür sich $a = 1{,}32$ ergibt. Nimmt man aber an, daß das Molekül des Silberbromids nicht AgBr ist, sondern 2(AgBr), so bekommt man auch für diesen Körper eine gute Übereinstimmung.

Tabelle 2.

	ϱ	T_σ	$a = \frac{\theta}{\theta'}$
NaCl . . .	7220	1077	1,670
KCl	6410	1045	1,668
NaFl . . .	7820	1265	1,675
KFl	6270	1133	1,587
AgCl . . .	4400	714	1,672
TlCl	3980	700	1,607
2(AgBr) . .	4740	703	1,755

Tabelle 3.

	ϱ	T_σ	$a = \frac{\theta}{\theta'}$
PbJ_2	5 300	648	1,576
$PbCl_2$ . . .	5 810	758	1,531
$PbBr_2$ . . .	4 530	763	1,642
$2(PbBr_2)$.	7 300	761	1,695
$2(CaCl_2)$ . .	12 120	1047	1,712
$2(BaCl_2)$ . .	11 600	1232	1,688
HgJ_2	4 440	523	1,603
CO_2	1 930	216,7	1,640
$2(H_2O)$ . .	2 856	273	1,630

Tabelle 4.

	ϱ	T_σ	$a = \frac{\theta}{\theta'}$
NH_3	1840	198	1,678
$AsBr_3$ . . .	2810	304	1,672
$SbCl_3$ . . .	3010	346	1,620
$SbBr_3$ . . .	3510	368	1,695
$SnBr_4$ . . .	3100	298	1,601

Dreiatomige Körper. Auch bei diesen Körpern (Tabelle 3) bestätigt sich die oben ausgesprochene Annahme sehr gut, wenn es auch auf den ersten Blick scheint, daß das Eis und auch andere Körper, wie z. B. $PbBr_2$, $CaCl_2$, $BaCl_2$, eine Ausnahme bilden. Denn diese Körper liefern bei der ersten Berechnung folgende Werte für a:

Tabelle 5.

	H_2O	$CaCl_2$	$BaCl_2$
a	1,341	1,308	1,300

In Wirklichkeit stimmt aber unser Satz auch für diese Körper. NERNST[1]) hat nämlich gezeigt, daß die spezifische Wärme des Eises sich nur dann erklären läßt, wenn man für das Molekulargewicht desselben nicht 18, sondern 36 setzt, d. h. das Molekül des Eises soll $2(H_2O)$ sein. Auch hier findet man eine Bestätigung dafür, da sich mit dem Molekulargewicht 36 für das Eis $a = 1,630$ ergibt (Tabelle 3). Dieselbe Erscheinung haben wir bei den Körpern $CaCl_2$ und $BaCl_2$. Besonders interessant ist aber der Fall bei $PbBr_2$. Für diesen Körper liegen zwei verschiedene Werte der Schmelzwärme vor. Der eine von ERHARDT (12,34 pro kg), der andere von GOODWIN und KALMUS (9,9). Aus dem Werte 9,9 pro kg für die Schmelzwärme ergibt sich $a = 1,302$, wenn man aber annimmt, daß das Molekül des Bleibromids nicht $PbBr_2$, sondern $2(PbBr_2)$ ist, so bekommt man $a = 1,695$. Anderseits, berechnet man a aus den Messungen von ERHARDT (12,34), so findet man $a = 1,642$; hier ist also das Molekül $PbBr_2$. Es folgt also daraus, daß Bleibromid in zwei Formen existieren kann, als $PbBr_2$ und $2(PbBr_2)$. (Es ist jedenfalls auffallend, daß man für die hier besprochenen Körper im Falle, daß man sie als monomolekular betrachtet, für a Werte bekommt, wie sie sich für einatomige Körper ergeben.) Man kann also den oben ausgesprochenen Satz auch dazu verwenden, um die Molekulargewichte der Körper aus der Schmelzwärme zu bestimmen.

Vieratomige Körper. Gehen wir zu den Körpern wie NH_3, $AsBr_3$, $SbCl_3$ usw. über, so entsteht zuerst die Frage: Wie viele Freiheitsgrade sind einem Molekül derselben zuzuschreiben?

[1]) W. NERNST, l. c.

Wir nehmen an, daß jedes von den drei H-Atomen des NH_3 nur Schwingungen auf einer Kugelfläche ausführen kann. Dann besitzt jedes dieser Atome nur je zwei Freiheitsgrade und dem Molekül selbst kommen neun Freiheitsgrade zu. Es ist dann auch zu erwarten, daß bei einem Molekül wie $SnBr_4$ die vier Br-Atome sich auch auf einer Kugelfläche befinden, in deren Mittelpunkte sich Sn befindet und daß das Molekül nur elf Freiheitsgrade besitzt, da jedem Atom Br in diesem Falle nur zwei Freiheitsgrade zukommen.

Aus der Tabelle 4 ersieht man, daß man in der Tat mit dieser Abzählung der Freiheitsgrade eine sehr gute Bestätigung des oben ausgesprochenen Satzes auch für diese Kategorie von Körpern findet.

Die Methode der „kleinen Schwingungen" in der Atomdynamik;

von R. Seeliger.

(Eingegangen am 17. Dezember 1914.)

---

1. In der auf die MAXWELLsche Theorie gegründeten Physik des Atominneren nimmt man an, daß für die Absorption und Emission elektromagnetischer Wellen durch das Atom Elektronen verantwortlich zu machen sind, die im Atom schwingungsfähig gelagert und in ihren Bewegungen den klassischen mechanischen und elektrodynamischen Gesetzen unterworfen sind. Diese Elektronen sind an ihre Gleichgewichtslage der Ruhe oder der Bewegung durch Kräfte gebunden, die im allgemeinen als konservativ, d. h. mit einem Potential begabt und als Funktionen der Elongationen angesetzt werden.

Es ist nun das durchaus übliche Verfahren, diese Kräfte als geeignete lineare Funktionen der Elongationen anzusetzen, d. h. sie in Anlehnung an die Vorstellungen der Elastizitätstheorie als



„quasielastische" Kräfte einzuführen. Die analytische Folge davon ist bekanntlich, daß die Bewegungsgleichungen die lineare Form

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} + \lambda_i^2 x_i = 0 \qquad 1)$$

annehmen; es hat sich dieses Vorgehen bei fast allen Fragen der Atomdynamik bewährt, und es war auf Grund der experimentellen Erfahrung wohl kaum ein ernstlicher Einwand dagegen zu machen. Naturgemäß waren es nicht nur Gründe praktischer Natur, wie die Ermöglichung einer mathematischen Durchführung, die zu derartigen einfachen Ansätzen führten, sondern man wurde auch physikalisch auf dieselben hingewiesen. Die strenge Erfüllung des Superpositionsprinzips, das Auftreten rein harmonischer Funktionen, d. h. die Möglichkeit scharfer Spektrallinien und das Fehlen der harmonischen Oberschwingungen sind bekanntlich eine direkte Folge der Linearität der Schwingungsgleichungen [1]). Man kann nun versuchen, nach der tieferen Bedeutung derartiger linearer Ansätze zu fragen und findet dann zwei Möglichkeiten einer Deutung. Entweder nimmt man an, die Kräfte und damit die Bewegungsgleichungen sind tatsächlich, d. h. unabhängig von der Amplitude, linear — diese Annahme führte z. B. zur Konstruktion der homogenen positiven Kugel THOMSONS —, oder man sieht — und das dürfte wohl die allgemeiner vertretene Anschauung sein — die Linearität lediglich als eine Annäherung an die wirklichen Verhältnisse an, die für kleine Amplituden erlaubt ist. Diese letztere Annahme charakterisiert das in der Mechanik vielfach benutzte Verfahren der „Methode der kleinen Schwingungen" und läßt sich analytisch in folgender bekannter Weise darstellen. Die LAGRANGEschen Bewegungsgleichungen lassen sich in der allgemeinen Form darstellen:

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} + \lambda_i^2 x_i = G\left(x_1 \ldots x_n, \frac{dx_i}{dt} \cdots \frac{dx_n}{dt}\right) + F(x_1 \ldots x_n) \qquad 2)$$

worin G eine quadratische Form der Geschwindigkeiten $\frac{dx_\alpha}{dt}$ ist, deren Koeffizienten Potenzreihen der x_α sind und F eine Potenzreihe der x_α ist, die mit den quadratischen Gliedern beginnt. Sind nun die Amplituden x_α klein, so kann man ihre

[1]) Ein zusammenfassendes kritisches Referat über die vorhandene Literatur habe ich von diesen Gesichtspunkten aus in „Die Naturwissenschaften" **2**, 285, 309, 1914 gegeben.

höheren gegen die erste Potenz vernachlässigen und erhält die linearen Bewegungsgleichungen 1).

Ein derartiges Vorgehen ist nun naturgemäß an sich unbefriedigend und führt auch in der Tat sehr leicht zu irrtümlichen Folgerungen[1]. Trotzdem halte ich es in den bisherigen Anwendungen in der Dispersionstheorie und in der Magneto- und Elektrooptik für durchaus berechtigt und einwandfrei, und zwar deshalb, weil sich hier auf Grund der experimentellen Erfahrung eine Unterscheidung der beiden oben zur Begründung der linearen Ansätze auseinandergesetzten Gesichtspunkte eben nicht ermöglichen läßt; die Schwierigkeit kann hier mit anderen Worten nicht darin gesucht werden, daß die Berechtigung der angebrachten Vernachlässigungen zu erbringen wäre, sondern sie liegt vielmehr in der Erklärung der linearen Kräfte auf Grund bekannter, etwa elektrodynamischer Wirkungen.

2. Wesentlich anders ist meines Erachtens die Sachlage geworden durch die Entdeckung Starks über die elektrische Aufspaltung der Spektrallinien. Da bekanntlich lineare Bewegungsgleichungen keine Beeinflussung der Frequenzen durch ein äußeres elektrisches Feld ergeben, wird man hier eindeutig dazu gezwungen, Gleichungen des allgemeinen Typus 2) anzunehmen; damit ist ein nicht lineares Kraftfeld vorgeschrieben und die Frage nach der Berechtigung der Methode der kleinen Schwingungen aktuell geworden. Herr Voigt[2] konnte zeigen, daß man unter Zugrundelegung geeignet gewählter nicht linearer Kräfte die Beobachtungsresultate Starks in ihren einfachsten wesentlichen Zügen erhalten kann. In seiner Theorie macht nun Voigt ebenfalls Gebrauch von der Methode der kleinen Schwingungen in dem Sinne, daß er die Bewegungsgleichungen unter Beschränkung auf die linearen Glieder integriert; die höheren Glieder dienen lediglich dazu, infolge der zentrischen Unsymmetrie der Kraftfelder Verschiedenheiten in den Frequenzen jener kleinen Schwingungen hervorzubringen, die sich eben in einer Aufspaltung der Linie zeigen.

A priori ist nun gegen die Annahme nichts einzuwenden, die Schwingungen der Elektronen seien eben so klein, daß die ge-

[1] Vgl. z. B. die ausgezeichnete Darstellung im Kreiselbuch von Klein-Sommerfeld, wo speziell die Anwendung auf Stabilitätsprobleme behandelt ist.

[2] Voigt, Göttinger Nachr. 1914, S. 71.

machten Vernachlässigungen erlaubt sind; man wird jedoch zugeben müssen, daß darin viel Unbefriedigendes liegt, und ich glaube, daß man in der Tat diese Frage mit Erfolg weiter untersuchen kann.

Der Grundgedanke der Untersuchung ist allgemein folgender. Wir wollen annehmen, wir hätten ein nicht lineares Kraftgesetz, und die Kräfte seien, wie dies z. B. in der Theorie von VOIGT der Fall ist, in erster Näherung linear, d. h. nach Potenzreihen der Amplituden zu entwickeln:

$$X_i = k_i x_i + \sum k_{\lambda\mu} x_\lambda x_\mu + \cdots$$

Die Koeffizienten k sind durch die Beobachtung, hier durch die Größe des Starkeffekts, und die Eigenfrequenz für kleine Schwingungen ihrer Größe nach bekannt, so daß also die „Abweichung" des vorgelegten Kraftgesetzes von dem linearen bekannt ist; für die hier zu behandelnde Frage kommt dann alles darauf hinaus, die Amplitude x ihrer absoluten Größe nach zu kennen. Wir haben nun ein Mittel uns darüber zu unterrichten in der Energie, die von dem schwingenden Elektron pro Zeiteinheit in der betreffenden Grundfrequenz ausgestrahlt wird. Ist diese Energie J, so ist die Amplitude x gegeben durch die aus MAXWELLs Theorie folgende bekannte Gleichung:

$$J = \frac{16}{3} \pi^4 c \frac{e^2}{\lambda^4} A^2, \tag{3}$$

worin λ die Wellenlänge der betrachteten ausgestrahlten Grundwelle und A die Amplitude ist. Wenn man also J durch direkte Messungen der von einem Atom ausgestrahlten Energie kennt, so läßt sich die oben gestellte Frage lösen.

3. Ich möchte nun diese Überlegung anwenden auf die Theorie von VOIGT. VOIGT nimmt als Potential des Kraftfeldes[1]):

$$e = \frac{k}{2}(x^2 + y^2 + z^2) + \frac{k_1}{2}(x^2 + y^2) z + \frac{k_2}{3} z^3 \tag{4}$$

und findet für die Frequenzen der im Starkeffekt verschobenen Komponenten

$$\left.\begin{aligned} \nu_p &= \nu_0\left(1 + e \cdot E_0 \cdot \frac{k_2}{k^2}\right) \\ \nu_s &= \nu_0\left(1 + e \cdot E_0 \cdot \frac{1}{2}\frac{k_1}{k^2}\right) \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

worin ν_0 die Frequenz der ungestörten Linie ist.

[1]) Hier nur für die eine Art der „influenzierten" Atome VOIGTs hingeschrieben.



Ein Urteil über die aufgeworfene Frage können wir uns nun in der Weise bilden, daß wir die Bewegungsgleichungen allgemein integrieren, dann aus der beobachteten Größe der Aufspaltung nach 5) die Werte für die k und nach 3) den Wert der Amplitude einsetzen und zusehen, ob die nun natürlich im Integral zum Vorschein kommenden Oberschwingungen und die Abhängigkeit der Frequenz von der Amplitude verträglich sind mit dem, was man tatsächlich an den Linienspektren beobachtet, nämlich mit dem Auftreten scharfer Linien und dem Fehlen der Obertöne, insbesondere der Oktave.

Die Behandlung des Problems auf diesem Wege führt nun im allgemeinen Fall, d. h. unter Berücksichtigung dreier Dimensionen, zu recht komplizierten Rechnungen [1]), so daß ich mich hier, wo es sich vorläufig nur um eine physikalische Überschlagsrechnung handeln soll, auf das lineare Problem beschränken will. Wir wollen also nur Schwingungen in der z-Achse annehmen und erhalten dann nach 4) als Bewegungsgleichung:

$$m \frac{d^2 z}{d t^2} = -k z - k_2 z^2.$$

Das Integral dieser Gleichung läßt sich nun nach POINCARÉ [2]) darstellen durch eine in gewissem Umfang konvergente Reihe

$$z = \sum_{\nu=1}^{\infty} A^{\nu} \psi_{\nu} \left(\frac{\pi}{\omega} t \right),$$

worin A die Amplitude, ψ_{ν} aus einfachen trigonometrischen Funktionen zusammengesetzte periodische Funktionen und ω die halbe Schwingungsdauer der Bewegung ist, die sich als Potenzreihe der Amplitude A darstellen läßt. Führt man die Rechnungen aus,

---

[1]) Mathematisch ist dieses Problem behandelt von HORN, Crelles Journ. **126**, 1903 u. **131**, 1906 (hier auch weitere Literatur) und kann im Anschluß an diese Arbeit verhältnismäßig leicht diskutiert werden. Ich möchte hier nur bemerken, daß sich nur für gewisse Anfangsbedingungen überhaupt periodische Lösungen ergeben und daß man also nur für diese die Emission einer elektromagnetischen Strahlung erwarten kann, die Ähnlichkeit mit den interferenzfähigen Wellenzügen der Optik hat.

[2]) Vgl. z. B. PICARD, Traité d'analyse III, S. 157.

so erhält man in zweiter Annäherung und abgesehen von einem konstanten, hier nebensächlichen Glied:

$$z = A\left(1 + \frac{A}{3}\frac{k_2}{k}\right)\cos n\left[1 - \frac{5}{12}A^2\left(\frac{k_2}{k}\right)^2\right]t + \frac{A^2 k_2}{6\,k}\cos 2n\left[1 - \frac{5}{12}A^2\left(\frac{k_2}{k}\right)^2\right]t. \qquad 6a)$$

Es ist also das Verhältnis der Amplitude der Grundschwingung zu der der Oktave

$$\frac{A_0}{A_0'} = \frac{6\left(1 - \frac{A}{2}\frac{k_2}{k}\right)k}{A\,k_2} \sim \frac{6\,k}{A\,.\,k_2}. \qquad 6)$$

Dieses Verhältnis hängt also, wie vorauszusehen war, von der Abweichung k_2/k unserer Kraft von der Linearität ab und wird unendlich groß, wenn diese Abweichung Null wird.

Entnehmen wir nun aus Gl. 5) den Wert von k_2/k^2, drücken k aus durch die Wellenlänge λ_0 der Grundschwingung und setzen endlich noch für die Amplitude A den aus Gl. 3) folgenden Wert ein, so erhalten wir:

$$\frac{A_0}{A_0'} = \frac{6}{\sqrt{3}}\cdot\frac{e^2}{m\,.\,c^{3/2}}\cdot\frac{E_0'}{\sqrt{J}}\cdot\frac{\lambda_0}{\lambda_0 - \lambda_p},$$

wenn wir noch alle Zahlenfaktoren zusammenfassen und in statischen CGS-Einheiten ausdrücken:

$$\frac{A_0}{A_0'} = 0{,}53\,.\,10^{-9}\cdot\frac{1}{\sqrt{J}}\cdot\frac{\lambda_0}{\lambda_0 - \lambda_p}\,V_0. \qquad 7)$$

Es ist also hierin λ_0 die Wellenlänge der unverschobenen Linie, $\lambda_0 - \lambda_p$ die von Stark beobachtete, im äußeren Felde V_0 Volt stattfindende Verschiebung und J die von dem Atom in der Zeiteinheit in der Linie λ_0 ausgestrahlte Energie in Erg. Für das Verhältnis der beobachtbaren Intensitäten der Grundschwingung und der Oktave erhält man endlich:

$$\frac{J_0}{J_0'} = \frac{1}{16}\left(\frac{A_0}{A_0'}\right)^2\cdot x. \qquad 8)$$

Dabei ist noch ein Zahlenfaktor x zugefügt, auf dessen Bedeutung wir gleich zu sprechen kommen.

4. Ehe wir nun in diese Formel die beobachteten Werte einsetzen, ist noch ein Wort über die Bedeutung der Größe x zu sagen. Wir haben bisher die Rechnung für ein einzelnes Atom

durchgeführt. In Wirklichkeit hat man nun natürlich stets sehr viele Atome vor sich, für die man J und J_0/J_0' beobachten wird, und es ist von vornherein einzusehen, daß es bei einem Vergleich der obigen Formeln mit der Beobachtung darauf ankommen wird, wie man über diese Atome die Mittelwerte bildet.

Wir nehmen allgemein an, unsere N Atome seien verschieden stark erregt, so daß die Anzahl der Atome mit der Amplitude A gleich $N f(A) d A$ sei. Dann ist der im Mittel von einem Atom ausgestrahlte Energiebetrag, den man aus der Messung entnehmen kann und der J sein soll:

$$J = \frac{\alpha \int_0^{Am} f(A) A^2 d A}{\int_0^{Am} f(A) d A}, \tag{9}$$

worin A_m die größte vorkommende Amplitude und α ein hier unwesentlicher Proportionalitätsfaktor ist. Diese der Gl. 3) entsprechende allgemeine Beziehung gibt also bei bekanntem J die absolute Größe der Amplitude.

Die Sachlage ist nun die folgende: Durch die Gleichung 9) ist bei vorgegebenem J die absolute Größe der Amplituden bestimmt und damit also bei einem gegebenen Verteilungsgesetz die Bewegung in jedem einzelnen Atom geometrisch auch ihrer absoluten Größe nach festgelegt. Wir werden also das beobachtete Intensitätsverhältnis J_0/J_0' durch eine Mittelwertsbildung der folgenden Art darzustellen haben:

$$\frac{J_0}{J_0'} = \frac{\overline{A^2}}{\overline{A'^2}} \frac{1}{16} = \frac{\beta}{16} \frac{\overline{A^2}}{\overline{A'^2}},$$

wenn β wieder eine hier unwesentliche Konstante ist. Es ist also J_0/J_0' proportional:

$$\frac{\int_0^{Am} A^2 f(A) d A}{\int_0^{Am} A'^2 f(A) d A}. \tag{10}$$

Nehmen wir also z. B. wieder an, alle Atome seien identisch erregt, so ist $f(A) = 0$ für $A \neq A_m$ und $f(A_m) d A = 1$; es wird 9) und 10):

$$J = \alpha . A_m^2; \quad \frac{J_0}{J_0'} \sim \frac{1}{A_m^2}, \quad \text{also} \quad \frac{J_0}{J_0'} \sim \frac{1}{J},$$

was mit dem oben (S. 1047) erhaltenen Resultat übereinstimmt. Sind dagegen die Atome z. B. derart erregt, daß alle Amplituden von 0 bis A_m gleich oft vorkommen — ein Fall, der physikalisch vielleicht plausibler ist —, so wird $f(A) = \text{const}$:

$$J = \alpha \frac{A_m^2}{3}, \quad \frac{J_0}{J_0'} \sim \frac{5}{3} \cdot \frac{1}{A_m^2}.$$

Es wird also nun, wenn wir sonst dieselben Proportionalitätsfaktoren nehmen wie oben:

$$\frac{J_0}{J_0'} \sim \frac{5}{9} \cdot \frac{1}{A_m^2}.$$

Wir können also sagen, daß in der Gleichung 8) der Zahlenfaktor x je nach der Verteilung der Anregung über die Atome verschieden ausfällt. Für die beiden betrachteten extremen Fälle ergab sich $x = 1$ und $x = 0{,}55$, so daß wir etwa einen mittleren Wert $x = 0{,}75$ ansetzen können, um den tatsächlichen Verhältnissen gerecht zu werden [1]).

5. Wir wollen nun als Beispiel eine der Beobachtungen von Stark betrachten, etwa die Aufspaltung der Wasserstofflinie H_γ. Stark fand in einem Felde von 30000 Volt eine Verschiebung von etwa 6 Å.-E. Für J liegen außer älteren Messungen von Wiedemann Angaben von Zahn [2]) vor, die sich allerdings auf die Linien des Natriums und Lithiums beziehen, die wir aber hier, wo es nur auf die Größenordnung ankommen soll, wohl benutzen können. Herr Zahn gibt für die sekundlich von einem Atom ausgestrahlte Energiemenge den Wert von etwa $7 \cdot 10^{-9}$ Erg an. Da diese Zahl wegen der zu ihrer Ableitung notwendigen Kenntnis der Anzahl der an der Emission beteiligten Atome naturgemäß mit ziemlicher Unsicherheit behaftet sein dürfte, wollen wir die beiden Werte 10^{-8} und 10^{-9} benutzen und finden dann mit $x = 0{,}75$:

$$\frac{J_0}{J_0'}, \text{ etwa gleich } 1000 \text{ bzw. } 10000.$$

Die Grundlinie müßte also von der Oktave begleitet sein, deren Intensität etwa 1000- bis 10000mal geringer ist als die der Grundlinie.

---

[1]) Es ist natürlich zu bemerken, daß diese ganzen Überlegungen nur gelten, wenn wir konsequent die Anschauungen der klassischen Elektrodynamik zugrunde legen. Nach den Anschauungen der Quantentheorie kann von einer derartigen „Verteilung“ der Anregung wohl kaum die Rede sein.

[2]) Zahn, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1203, 1913.

Was die Abhängigkeit der Frequenz von der Amplitude anlangt, so ist nach Gleichung 6 a):

$$n = n_0 \left[1 - \frac{5}{12} \frac{A^2}{3} \cdot \left(\frac{k_2}{k}\right)^2\right].$$

Setzen wir wieder für A und k_2/k die Werte ein und formen etwas um, so finden wir für die „Breite" der Linie:

$$\Delta \lambda = \frac{15}{36} \left(\frac{m}{e}\right)^2 \cdot \frac{1}{e^2} c^3 \cdot \frac{J}{E_0^2} \frac{(\lambda_0 - \lambda_p)^2}{\lambda_0}. \tag{11}$$

Mit den oben benutzten Zahlenwerten gibt dies eine Linienbreite $\Delta \lambda$ von der Größenanordnung 1 Å.-E., wobei nun natürlich die Intensitätsverteilung nicht die bekannte, etwa aus dem DOPPLERschen Prinzip folgende, sondern eine stark einseitige ist, die wesentlich von der Verteilung der Anregung der einzelnen Atome abhängt.

Bei der kursorischen Art der hier vorläufig mitgeteilten Rechnung möchte ich einen Vergleich mit der Erfahrung an Hand der gewonnenen quantitativen Werte nicht weiter ausführen. Die Größenordnung für die Intensität der Oktave und die Breite der Linie scheint mir jedoch ein berechtigter Grund dafür zu sein, sich durch die strengere Rechnung zum mindesten zu großer Vorsicht in der Anwendung der Methode der kleineren Schwingungen auf Emissionsprobleme mahnen zu lassen.

Charlottenburg, Dezember 1914.



Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1914 verlor die Gesellschaft durch den Tod:

Dr. Günther Bode, L. Diesener,
Prof. Dr. O. Freese, Dr. G. A. Freund, Dr. Georg Fuhrmann,
Prof. Dr. Br. Glatzel, Prof. E. Grimsehl, Prof. Dr. W. Hittorf, G. Klapper,
Prof. Dr. F. L. Kohlrausch, Prof. Dr. M. Reinganum, Dr. G. Rümelin,
Prof. Dr. O. Sackur, Prof. Dr. H. W. Schmidt, Dr. Hans Sonvico.

Am Ende des Jahres 1914 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. Egon Alberti, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 47.
2. „ E. Altenkirch, Fredersdorf (Ostbahn), Waldstraße 1.
3. „ Dr. M. Altschul, NW. 23, Flotowstraße 1.
4. „ Dr. F. S. Archenhold, Treptow, Sternwarte.
5. „ Dr. Max Arndt, Halensee, Friedrichsufer 16.
6. „ Dr. L. Arons[1]), NW. 23, Brückenallee 3.
7. „ Prof. Dr. Otto v. Baeyer, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
8. „ Dr. Karl Bangert, Charlottenburg 5, Königsweg 57.
9. „ W. Bechstein, S. 42, Prinzessinnenstraße 16.
10. „ Obering. Dr. H. Beckmann, Zehlendorf (Wannseeb.), Beerenstr. 2.
11. „ Dr. Hermann Behnken, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
12. „ Reg.-Rat Dr. W. Bein, Wilmersdorf, Schrammstraße 3.
13. „ Ingenieur Béjeuhr, Charlottenburg 2, Joachimstalerstraße 1.
14. „ Dr. Kurt Bennewitz, Charlottenburg 9, Fredericiastraße 5.
15. „ Dr. O. Berg, Schlachtensee, Heinrichstraße 7.
16. „ Dr. Friedrich Bergter, Charlottenburg 1, Tegelerweg 14.
17. „ Dr. A. Berliner, W. 35, Lützowstraße 63.
18. „ Prof. Dr. G. Berndt, Friedenau, Stubenrauchstraße 62.
19. „ Dr. O. Bernhard, W. 8, Mohrenstraße 54/55.
20. „ Ing. W. Biegon v. Czudnochowski, N. 113, Kuglerstraße 7.
21. „ Prof. Dr. E. Blasius, Charlottenburg 4, Schillerstraße 22.
22. „ Prof. A. Blümel, SO. 16, Melchiorstraße 22.
23. „ H. Boas, O. 27, Krautstraße 52.
24. „ Immanuel Böhm, N. 65, Lüttícherstraße 37.

---

[1]) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

*

25. Herr Prof. Dr. H. Böttger, Grunewald, Trabenerstraße 21.
26. „ Prof. Dr. H. du Bois, NW. 40, Herwarthstraße 4.
27. „ A. du Bois-Reymond, SW. 11, Bernburgerstraße 31.
28. „ Dr. E. Bollé, Charlottenburg 2, Fraunhoferstraße 17.
29. „ Dr. Bruno Borchardt, Charlottenburg 5, Saldernstraße 2.
30. „ Debrendra M. Bose, z. Z. Charlottenburg 5, Kuno-Fischerstraße 13.
31. „ Dr. Walter Bothe, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.
32. „ E. Bräuer, Rummelsburg, Ludwig-Lehmannstraße 3.
33. „ Dr. F. Bremer, Nikolassee (Wannseebahn), Villa Bremer.
34. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Grunewald, Trabenerstraße 45.
35. „ Dr. W. Brückmann, Potsdam, Jägerallee 39.
36. „ Prof. Dr. E. Budde, Wilmersdorf, Xantenerstraße 7.
37. „ Dr. Walter Burstyn, SW. 61, Blücherstraße 62/63.
38. „ Prof. Dr. A. Byk, Charlottenburg 4, Mommsenstraße 13.
39. „ H. Cassel, W. 15, Lietzenburgerstraße 17.
40. „ Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg 2, Fasanenstraße 87.
41. „ Prof. Dr. Max Cremer, NW. 23, Klopstockstraße 2.
42. „ Ingenieur Emilio E. Dagassan.
43. „ Dr. Otto Demmler, Steglitz, Peschkestraße 17.
44. „ Dr. Ernst Dibbern, NW. 52, Paulstraße 12.
45. „ Dr. J. Disch, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.
46. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Charlottenburg 5, Kuno-Fischerstraße 7.
47. „ Prof. Dr. B. Donath, W. 35, Am Karlsbad 2.
48. „ cand. phil. Walter Dziobek, Charlottenburg 1, Lohmeyerstraße 20.
49. „ Dr. A. Ebeling, Charlottenburg 5, Neue Kantstraße 3.
50. „ John Eggert, Halensee, Humboldtstraße 4.
51. „ Prof. Dr. A. Einstein, Wilmersdorf, Wittelsbacherstraße 13.
52. „ Dipl.-Ing. Dr. Kurt Eisenmann, N. 4, Chausseestraße 3.
53. „ cand. phil. Victor Engelhardt, Charlottenburg 5, Oranienstraße 18.
54. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
55. „ Dr. A. Eucken, NW. 7, Bunsenstraße 1.
56. „ Dr. Emil Everling, Adlershof, Adlergestell 28.
57. „ Dr. Heinrich Fassbender, Charlottenburg 2, Techn. Hochschule.
58. „ Dr. W. Felgentraeger, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 27/28.
59. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 80a.
60. „ Dr. Heinrich Finger, Charlottenburg 1, Königin-Luisestraße 13.
61. „ Dr. C. Fischer, NW. 21, Bochumerstraße 18.
62. „ Dr. Kuno Fischer, Charlottenburg 1, Nonnendamm, Kabelwerk.
63. „ Dr. James Franck, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
64. „ Geh. Reg.-Rat Dr. A. Franke, W. 30, Münchenerstraße 9.
65. „ Dr. A. Franke, Grunewald, Brahmsstraße 15.
66. „ Dr. Robert Fürstenau, Charlottenburg 2, Uhlandstraße 18/19.
67. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
68. „ Kand. d. höheren Lehramts Gebhardt, N. 31, Wattstraße 14.
69. „ Dr. Georg Gehlhoff, Friedenau, Goßlerstraße 23.
70. „ Dr. Paul Gehne, W. 30, Kyffhäuserstraße 3.
71. „ Prof. Dr. E. Gehrcke, Charlottenburg 9, Fredericiastraße 12.

72. Herr Dr. A. Gehrts, Schöneberg, Gustav-Müllerstraße 6.
73. „ cand. phil. Friedr. Gehrts, N. 4, Invalidenstraße 42.
74. „ Prof. Dr. H. Geiger, Charlottenburg 5, Königsweg 28.
75. „ Dr. H. Gerdien, Halensee, Augusta-Victoriastraße 3.
76. „ cand. phil. F. A. Giacomini, Charlottenburg 4, Kaiser-Friedrichstr. 39.
77. „ Dr. Erich Giebe, Charlottenburg 5, Schloßstraße 7/8.
78. „ cand. phil. Erich Goens, C. 2, Neue Friedrichstraße 46.
79. „ Prof. Dr. F. Göpel, Charlottenburg 5, Witzlebenstraße 32.
80. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W. 50, Bambergerstraße 6.
81. „ Dr. A. Gradenwitz, Friedenau, Goßlerstraße 20.
82. „ Oberlehrer Willy Greinert, NW. 87, Wullenweberstraße 7.
83. „ Dr. M. K. Grober, NW. 23, Lessingstraße 44.
84. „ Dr. Gustav Grossmann, Charlottenburg 2, Bleibtreustraße 3.
85. „ Prof. Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 49.
86. „ Prof. Dr. L. Grunmach, Wilmersdorf, Tübingerstraße 4.
87. „ Ingenieur Dr. G. Gruschke, Halensee, Karlsruherstraße 28.
88. „ cand. phil. Paul Günther, Charlottenburg 2, Carmerstraße 2.
89. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 73.
90. „ Dr. W. J. de Haas, Charlottenburg 5, Kaiserdamm 96.
91. „ Prof. Dr. F. Haber, Lichterfelde 3, Faradayweg 8.
92. „ W. Haensch, S. 53, Urbanstraße 185.
93. „ Prof. Dr. E. Häntzschel, Halensee, Johann-Georgstraße 20.
94. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
95. „ Prof. H. Hahn, Halensee, Nestorstraße 18.
96. „ Prof. Dr. O. Hahn, Lichterfelde 3, Ladenbergstraße 5.
97. „ Dr. Werner Haken, NW. 23, Lessingstraße 37.
98. „ Dr. F. Handke, N. 37, Lottumstraße 12.
99. „ stud. phil. Richard Hartwig, NO. 18, Thornerstraße 62.
100. „ Theodor Heele, O. 34, Zorndorferstraße 50.
101. „ P. Heitchen, Charlottenburg 4, Goethepark 13.
102. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W. 35, Schönebergerufer 48.
103. „ Prof. Dr. Fr. Henning, Lichterfelde 3, Tulpenstraße 5.
104. „ Dr. Erich Henschke, Halensee, Markgraf-Albrechtstraße 5.
105. „ Prof. Dr. Hergesell, Reinickendorf-West, Kommando der Ersatz-Abteilung des Luftschifferbataillons I.
106. „ Dr. Karl Herrmann, Charlottenburg 4, Goethepark 20.
107. „ Dr. G. Hertz, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
108. „ cand. phil. Gerh. Hettner, W. 10, Kaiserin-Augustastraße 58.
109. „ Dr. W. Heuse, Lichterfelde 3, Straße 9, Nr. 4.
110. „ Prof. Dr. R. Heyne, W. 57, Zietenstraße 3.
111. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Wangenheimstraße 29.
112. „ Dr. Erich Höhne, Wilmersdorf, Kaiserallee 157.
113. „ Dr. Fritz Hönigsberger, W. 30, Münchenerstraße 16.
114. „ Prof. Dr. vom Hofe, Lichterfelde, Ringstraße 104.
115. „ Dr. Christ. von Hofe, Zehlendorf (Wannseebahn), Parkstraße 3.
116. „ Dr. Fr. Hoffmann, Charlottenburg 5, Königsweg 29.
117. „ Dr. Willibald Hoffmann, Friedenau, Südwest-Corso 74.

118. Herr Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg 5, Friedrich-Karlplatz 17.
119. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW. 61, Großbeerenstraße 83.
120. „ cand. phil. W. Hüttemann, S. 59, Müllenhoffstraße 13.
121. „ Dr. Erich F. Huth, W. 30, Landshuterstraße 9.
122. „ Dr. M. Iklé, Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistraße 31.
123. „ cand. phil. Alfred Jachan, Frohnau, Mark, Rüdesheimerstraße.
124. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Lauterstraße 38.
125. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W. 15, Darmstädterstraße 9.
126. „ Dr. Ludwig Janicki, Charlottenburg 1, Tegelerweg 4.
127. „ Hans S. Joachim, SW. 11, Dessauerstraße 8.
128. „ Prof. P. Johannesson, N. 37, Weißenburgerstraße 22.
129. „ Dr. Hans Jordan, Karlshorst, Dorotheastraße 26.
130. „ Prof. Dr. G. Just, W. 62, Lützowufer 38.
131. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W. 15, Kostnitzerstraße 2.
132. „ Prof. Dr. Franz Kiebitz, Steglitz, Sedanstraße 2.
133. „ Dr. Willy Kiesewetter, Tempelhof, Albrechtstraße 58.
134. „ Oberlehrer Dr. Kiessling, Tegel, Brunowstraße 10.
135. „ Prof. O. Kiewel, Nikolassee, Prinz-Friedrich-Leopoldstraße 26.
136. „ Dr. Albert Klages, Charlottenburg 2, Goethestraße 66.
137. „ cand. phil. H. Klewe, Pankow, Mendelstraße 47.
138. „ Dr. O. Knöfler & Co., Chemische Fabrik, Plötzensee.
139. „ cand. phil. H. Kochan, W. 8, Wilhelmstraße 64.
140. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg 5, Suarezstraße 27.
141. „ Dr. A. Koepsel, Friedenau, Kaiserallee 99/100.
142. „ Dr. Werner Kolhörster, Charlottenburg 1, Cauerstraße 32.
143. „ Prof. Dr. M. Koppe, SO. 33, Schlesischestraße 18.
144. „ Prof. Dr. A. Korn, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 25.
145. „ Dr. H. Kreusler, Friedenau, Wilhelmshöherstraße 4.
146. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, Westend, Ulmenallee 28.
147. „ Prof. Dr. H. A. Krüss, W. 8, Wilhelmstraße 68.
148. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, Steglitz, Peter-Lennéstraße 32/34.
149. „ Walter Kutzner, NW. 52, Alt-Moabit 14.
150. „ Dr. Ernst Lamla, S. 42, Gitschinerstraße 79.
151. „ Prof. Dr. E. Lampe, W. 15, Fasanenstraße 64.
152. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg 5, Schloßstraße 11.
153. „ Dr. W. Lanzrath, Charlottenburg 5, Oranienstraße 16.
154. „ Dr. E. Lehmann, Charlottenburg 2, Carmerstraße 6.
155. „ Dr. R. Lehnhardt, Friedenau, Lauterstraße 22.
156. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Lichterfelde 3, Kommandantenstr. 85.
157. „ Prof. Dr. E. Richard Leiser, Lichterfelde 3, Faradayweg 4.
158. „ Ingenieur Egbert v. Lepel, Wilmersdorf, Weimarischestraße 4.
159. „ Ingenieur Otto Leppin, SO. 16, Engelufer 17.
160. „ Dr. E. Less, NW. 23, Bachstraße 11.
161. „ Dr. A. Lessing, Westend, Kaiserdamm 77.
162. „ Georg Levinthal, W. 30, Barbarossaplatz 3.
163. „ Dr. L. Levy, W. 57, Potsdamerstraße 73a.
164. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, N. 4, Invalidenstraße 43.

165. Herr Dr. Erik Liebreich, NW. 40, Kronprinzenufer 30.
166. „ Dr. Otto Liesche, Steglitz, Grunewaldstraße 6.
167. „ Dr. F. A. Lindemann, NW. 7, Bunsenstraße 1.
168. „ Dr. Rob. Lindemann, Charlottenburg 1, Königin-Luisestraße 9.
169. „ Dr. Walter Lissauer, Charlottenburg 5, Dernburgerstraße 26.
170. „ cand. phil. Werner Loest, Neukölln, Richardplatz 8.
171. „ C. Lorenz, Aktiengesellschaft, SO. 26, Elisabethufer 5/6.
172. „ Dr. Karl Lübben, W. 9, Königgrätzerstraße 20.
173. „ Prof. Dr. Lüdeling, W. 56, Schinkelplatz 6.
174. „ F. Lüschen, Südende, Berlinerstraße 14 a.
175. „ Reg.-Rat Dr. K. Luyken, Schöneberg, Am Park 18.
176. „ cand. phil. Otto Maass, W. 15, Kaiserallee 221.
177. „ Dr. Karl Markau, Grunewald, Margarethenstraße 1.
178. „ Prof. Dr. F. F. Martens, NW. 87, Tile-Wardenbergstraße 19.
179. „ Dr. Werner Mecklenburg, Lichterfelde 3, Unter den Eichen 84 b.
180. „ Dr. W. Meissner, Charlottenburg 2, Goethestraße 80.
181. Frl. Dr. Lise Meitner, Lichterfelde 3, Zietenstraße 15.
182. Herr Oberlehrer Dr. W. Mendelssohn, Straußberg, Wilhelmstraße 14.
183. „ Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W. 62, Kurfürstenstraße 99.
184. „ Dr. Erich Merkel, N. 24, Johannisstraße 15.
185. „ Dr. Karl Mey, NW. 87, Solingerstraße 3.
186. „ Dr. Alfred Meyer, NO. 55, Raabestraße 7.
187. „ Geh. Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Kaiserallee 133.
188. „ Prof. Dr. R. J. Meyer, W. 15, Meinekestraße 8.
189. „ Theodor Meyer, W. 10, Von der Heydtstraße 17.
190. „ Dr. Ulfilas Meyer, Wilmersdorf, Coblenzerstraße 9.
191. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1 a.
192. „ Prof. Dr. Miethe, Halensee, Halberstädterstraße 7.
193. „ Dr. Guido Moeller, NW. 51, Calvinstraße 8.
194. „ Prof. Dr. H. Mosler, Zehlendorf (Wannseebahn), Lindenallee 30.
195. „ Dr. Carl Müller, Charlottenburg 9, Soorstraße 39.
196. „ Dr. R. Nahrwold, C. 19, Niederwallstraße 12.
197. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W. 50, Ansbacherstraße 31.
198. „ Prof. Dr. W. Nernst, W. 35, Am Karlsbad 26 a.
199. „ stud. phil. Joh. Nienhold, NW. 21, Emdenerstraße 21.
200. „ Dr. A. Nippoldt, Bornstedt (Mark).
201. „ Dr. E. Oettinger, W. 15, Lietzenburgerstraße 7.
202. „ Prof. Dr. Opitz, SO. 16, Schmidtstraße 44.
203. „ Prof. Dr. E. Orlich, Zehlendorf (Wannseebahn) Dallwitzstraße 24.
204. „ Dr. Artur Partzsch, Karlshorst, Heiligenbergerstraße 3.
205. „ Dr. Kurt Petrow, Charlottenburg 1, Tegelerweg 98.
206. „ Prof. Dr. J. Petzoldt, Spandau, Wröhmännerstraße 6.
207. „ Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
208. „ cand. phil. Victor Pieck, Wilmersdorf, Motzstraße 50.
209. „ Dr. J. Pinsker, Charlottenburg 4, Gervinusstraße 17.
210. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 198.
211. „ Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.

212. Herr Dr. E. Podszus, Neukölln, Schwarzastraße 1.
213. „ Dr. Robert Pohl, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
214. „ Prof. Dr. F. Poske, Lichterfelde 3, Friedbergstraße 5.
215. „ Dr. P. Pringsheim, W. 35, Lützowstraße 63.
216. „ Dr. Walther Radeboldt, Wilmersdorf, Nassauische Straße 1.
217. „ Dr. Rudolf Raisch, Wilmersdorf, Aschaffenburgerstraße 26.
218. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
219. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 60.
220. „ Prof. Dr. Erich Regener, Charlottenburg 2, Hertzstraße 6.
221. „ Dr. Fritz Reich, NW. 7, Dorotheenstraße 53.
222. „ Dr. Fritz Reiche, W. 10, Friedrich-Wilhelmstraße 20.
223. „ Prof. Dr. O. Reichel, O. 17, Fruchtstraße 3.
224. „ Dr. O. Reichenheim, Wannsee, Friedrich-Karlstraße 19.
225. „ Dr. Max Reinhold, Steglitz, Jeverstraße 4.
226. „ Ingenieur Eugen Reiss, SO. 33, Moosdorfstraße 13.
227. „ Dr. L. Rellstab, Grunewald, Friedrichsruherstraße 30.
228. „ Ingenieur G. Reuthe, Wilmersdorf, Trautenaustraße 17.
229. „ Prof. Dr. E. Richter, Nikolassee, Von Luckstraße 19.
230. „ Dr. F. Ritter, Charlottenburg 2, Fraunhoferstraße 15.
231. „ Dr.-Ing. W. Rogowski, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 8/12.
232. „ Dr. H. Rohrbeck, Halensee, Augusta-Viktoriastraße 1.
233. „ Dr. H. Rosenthal, W. 30, Stübbenstraße 3.
234. Frl. Dr. Gertrud Rothgiesser, W. 30, Martin-Lutherstraße 91.
235. Herr Dr. K. Rottgardt, Lichterfelde 3, Manteuffelstraße 23a.
236. „ Oberingenieur A. Rotth, W. 35, Magdeburgerstraße 22.
237. „ Prof. Dr. H. Rubens, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 16.
238. „ stud. phil. Hans Salinger, W. 62, Kleiststraße 31.
239. „ Prof. Dr. Karl Scheel, Lichterfelde 3, Werderstraße 28.
240. „ Prof. Dr. W. Scheffer, Wilmersdorf, Rüdesheimerplatz 11.
241. „ Prof. Dr. E. Schenck, Charlottenburg 2, Schillerstraße 111.
242. „ Dr. H. Schering, Charlottenburg 1, Osnabrückerstraße 17.
243. „ Dr. Hans Schimank, Schöneberg, Vorbergstraße 8.
244. „ cand. phil. Schleede, Weißensee, Streustraße 125.
245. „ R. Schmehlik, SW. 61, Lankwitzstraße 2.
246. „ Prof. Dr. A. Schmidt, Potsdam, Telegraphenberg.
247. „ Reg.-Rat Dr. Erich Schmidt, W. 15, Kurfürstendamm 58.
248. „ Oberlehrer Heinrich Schmidt, Pankow, Cavalierstraße 9.
249. „ Dr. Rudolf Schmidt, Friedenau, Wiesbadenerstraße 84.
250. „ Oberlehrer Erich Schneeweiss, NW. 52, Calvinstraße 29.
251. Frl. Ilse Schneider, W. 10, Dörnbergstraße 6.
252. Herr Prof. Dr. O. Schönrock, NW. 87, Jagowstraße 10.
253. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestraße 34.
254. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg 1, Scharrenstraße 39.
255. „ Dr. Schotte, W. 57, Elßholzstraße 33.
256. „ Dr. Walter Schottky, Steglitz, Fichtestraße 12a.
257. „ Dr. Julius Schünemann, Finkenkrug, Friedrich-Karlstraße 8.
258. „ Alexander von Schütz, Friedenau, Schmargendorferstraße 5.

259. Herr Dr. W. SCHULER, Halensee, Paulsbornerstraße 3.
260. „ Dr. H. SCHULTZE, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
261. „ Dr. HANS SCHULZ, Lichterfelde 1, Großbeerenstraße 13.
262. „ Dr. ALFRED SCHULZE, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 99a.
263. „ Dr. FRITZ SCHULZE, SO. 36, Kiefholzstraße 402.
264. „ Oberlehrer WILHELM SCHULZE, O. 17, Warschauerstraße 48.
265. „ Prof. Dr. G. SCHWALBE, Zehlendorf (Wannseebahn), Riemeisterstr. 7.
266. „ Prof. Dr. K. SCHWARZSCHILD, Potsdam, Astrophys. Observat.
267. „ Dr. BRUNO SEEGERT, Charlottenburg 2, Berlinerstraße 172.
268. „ Dr. R. SEELIGER, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 16.
269. „ Oberlehrer Dr. A. SEEMILLER, N. 65, Ostenderstraße 3.
270. „ M. Frhr. v. SEHERR-THOSS, W. 10, Hohenzollernstraße 16.
271. „ Dr. GEORG SEIBT, Schöneberg, Hauptstraße 9.
272. „ Dr. HERMANN v. SIEMENS, W. 10, Tiergartenstraße 19.
273. „ Geh. Reg.-Rat Dr. WILH. v. SIEMENS, Siemensstadt, Verwalt.-Geb.
274. „ Dr. F. SKAUPY, O. 17, Rotherstraße 1.
275. „ Prof. Dr. W. SKLAREK, W. 62, Landgrafenstraße 7.
276. „ Dr. THEODOR SONNENSCHEIN, NW. 21, Alt-Moabit 104.
277. „ Dr. W. STARCK, Friedenau, Südwest-Corso 6.
278. „ HUGO STAUTMEISTER, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 5.
279. „ Dr. WILH. STEINHAUS, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
280. „ Prof. Dr. H. v. STEINWEHR, Lichterfelde 3, Manteuffelstraße 2.
281. „ Prof. Dr. K. STRECKER, W. 62, Burggrafenstraße 15.
282. „ Dr. F. STUMPF, W. 50, Augsburgerstraße 45.
283. „ Prof. Dr. R. SÜRING, Potsdam, Meteorolog. Observatorium.
284. „ Dr. G. SZIVESSY, S. 61, Wilmsstraße 2.
285. „ BRUNO THIEME, SW. 47, Yorkstraße 75.
286. „ Prof. Dr. M. THIESEN, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
287. „ Ingenieur Dr. E. THÜRMEL, Charlottenburg 5, Danckelmannstr. 36.
288. „ Dr. ERICH TIEDE, SW. 29, Belle-Alliancestraße 37.
289. „ Prof. Dr. I. TRAUBE, Charlottenburg 1, Am Lützow 13a.
290. Frl. stud. phil. W. TRENDELENBURG, NW. 6, Albrechtstraße 26.
291. Herr Dr. AUG. UHRIG, NO. 18, Virchowstraße 8.
292. „ Dr. W. VOLKMANN, Steglitz, Humboldtstraße 20.
293. „ Prof. Dr. K. W. WAGNER, Lankwitz, Luisenstraße 1.
294. „ Prof. Dr. E. WARBURG, Charlottenburg 2, Marchstraße 25b.
295. „ Geh. Reg.-Rat Dr. C. L. WEBER, Lichterfelde 3, Fontanestr. 17.
296. „ Prof. Dr. W. WEDDING, Lichterfelde 1, Wilhelmstraße 2.
297. „ Prof. Dr. A. WEHNELT, Friedenau, Fregestraße 26.
298. „ Dr. FRANZ WEIDERT, Wilmersdorf, Landauerstraße 4.
299. „ Prof. Dr. B. WEINSTEIN, Charlottenburg 5, Dernburgstraße 48.
300. „ Dr. A. WERNER, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
301. „ Dr. RAOUL WERNICKE, W. 15, Uhlandstraße 32.
302. „ Dr. K. VON WESENDONK.
303. „ Ingenieur J. H. WEST.
304. „ Dr. WILHELM WESTPHAL, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
305. „ Dr. A. WETTHAUER, Halensee, Georg-Wilhelmstraße 5.

306. Herr Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophys. Observatorium.
307. „ Prof. Dr. J. Winzer, Lichterfelde 1, Gerichtsstraße 11.
308. „ Prof. Dr. R. Wurtzel, Charlottenburg 1, Königin-Luisestraße 18.
309. „ Prof. Dr. L. Zehnder, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 54.
310. „ G. Zickner, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 23.
311. „ Ing. Dr. phil. Hans Zöllich, Westend, Spandauerberg 6.
312. „ Dr. W. Zorn, SO. 16, Köpenickerstraße 136.
313. Elektrotechnischer Verein, SW. 11, Königgrätzerstraße 106.
314. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, SW. 61, Tempelhoferufer 9.
315. Deutsche Gasglühlicht-Aktiengesellschaft (Auergesellschaft), Direktor H. Remané, O. 17, Rotherstraße 8/12.
316. Kgl. Preuß. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernheide (Post Plötzensee).

B. Auswärtige Mitglieder.

317. Herr Prof. Dr. M. Abraham, Mailand, R. Politecnico, Piazza Cavour 4.
318. „ Dr. A. Ackermann-Teubner, Leipzig, Poststraße 3.
319. „ Prof. Christ. Allacz, Czernowitz, Emineskugasse 11.
320. „ Dr. Hans Alterthum, Jena, Bismarckstraße 9.
321. „ Dr. Richard Ambronn, Göttingen, Sternwarte.
322. „ Dr. Ernst von Angerer, München 23, Victor-Scheffelstraße 20.
323. „ Prof. Dr. R. Assmann, Gießen, Gartenstraße 28.
324. „ Prof. Dr. F. Auerbach, Jena.
325. „ Frhr. Dr. Otto von und zu Aufsess, München 4, Barerstraße 46.
326. „ Prof. Dr. L. Austin, Washington, Bureau of Standards.
327. „ Dr. Ernst Back, Tübingen, Physik. Institut.
328. „ Dr. Hans Baerwald, Darmstadt, Roquetteweg 17.
329. Frl. Dr. Eva von Bahr, Upsala, Schweden, Universität.
330. Herr Dr. Erich Baisch, Greifswald, Roonstraße 19.
331. „ Prof. Dr. E. C. C. Baly, Liverpool, Browlow Street, Chem. Lab.
332. „ Sydney G. Barker.
333. „ Prof. Dr. H. Barkhausen, Dresden-A. 27, Daheimstraße 10.
334. „ Dr.-Ing. Heinz Bauer, Jena, Johann-Friedrichstraße 10.
335. „ Prof. Dr. August Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
336. „ Dr. Richard Becker, Schlebusch b. Cöln, Carbonitfabrik.
337. „ Prof. Dr. Hans Benndorf, Graz, Universität.
338. „ cand. phil. Ludwig Berényi, Budapest III, Lukacs utca 4.
339. „ Oberlehrer Dr. K. Bergwitz, Braunschweig, Altewiekring 65.
340. „ Prof. Dr. Arciero Bernini, Pavia, Istituto tecnico.
341. „ Prof. Dr. A. L. Bernoulli, Basel, Lainerstraße 78.
342. „ Dr. R. Bernoulli, Cöln, Brüderstraße 7.
343. „ Dr. G. Berthold, Ronsdorf.
344. „ Dr. A. Bestelmeyer, Göttingen, Sternstraße 8.
345. „ Dr. Willi Bieber, Wiesbaden, Oranienstraße 19.
346. „ Dr. Victor Biernacki, Warschau, Phys. Institut d. Polytechn.
347. „ Dr. J. H. van der Bijl, New York 54, Morgningside Drive.
348. „ Prof. Dr. Niels Bjerrum, Kopenhagen, Strandvej 35.

349. Herr Prof. Dr. MAX BODENSTEIN, Hannover, Ellernstraße 6a.
350. „ Dr. NIELS BOHR, Kopenhagen, Oestersoegade 96.
351. „ Dr. OTTAVIO BONAZZI, Pisa, Istituto di Fisica.
352. „ Dr. H. BORCHARDT, Kiel, Physik. Institut.
353. „ Dipl.-Ing. PHILIPP BORCHARDT, Ludwigshafen a. Rh., Grünerstaße 4.
354. „ Dr. M. BORN, Göttingen, Nikolausbergerweg 49.
355. Frau Prof. MARGRETE BOSE, La Plata, Arg., Calle 1, Inst. de fisica.
356. Herr Prof. W. H. BRAGG, Leeds, England, Universität.
357. „ Prof. Dr. F. BRAUN, Straßburg i. E., Physik. Institut d. Univ.
358. „ Prof. Dr. G. BREDIG, Karlsruhe, Wendtstraße 19.
359. „ Dr. GIOVANNI BRENTANO, z. Z. München 31, Türkenstraße 104.
360. „ Dr. C. BRODMANN, Karlsruhe, Stefanienstraße 47.
361. „ LE DUC DE BROGLIE, Paris, Rue Chateaubriand 29.
362. „ Prof. Dr. H. BRUNS, Leipzig, Sternwarte.
363. „ Dr. EBERHARD BUCHWALD, Breslau, Hohenzollernstraße 105.
364. „ Dr. WILH. BURMEISTER, Siggelkow b. Parchim in Mecklenburg.
365. „ Dr. HANS BUSCH, Göttingen, Schillerstraße 20.
366. „ Prof. Dr. ROMAN CEGIELSKIJ, Czernowitz, Traubengasse 14.
367. „ Dr. PAUL CERMAK, Gießen, Physik. Institut.
368. „ Exzellenz Prof. Dr. O. CHWOLSON, St. Petersburg, Universität.
369. „ Prof. Dr. A. COEHN, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 14.
370. „ Prof. Dr. E. COHN, Straßburg i. E., Orangeriering 17.
371. „ Dr. JOSÉ COLLO, La Plata, Argentinien, Physik. Institut.
372. „ Dr. KARL CZUKOR, Budapest, Müegyetem, Fehérvári út 18.
373. „ Dr. A. DAHMS, Leipzig-Schleussig, Könneritzstraße 24.
374. „ Dir. Dr. A. L. DAY, Washington D. C., 3150 Highland Ave.
375. „ Prof. Dr. P. DEBIJE, Utrecht, van Speyckstraat 17.
376. „ cand. phil. ALFRED v. DECHEND, Heidelberg, Schloßberg 7.
377. „ Dr. H. v. DECHEND, Freiburg i. B., Physik. Institut.
378. „ Prof. Dr. HARRY DEMBER, Dresden-A. 27, Kaitzerstraße 151.
379. „ Prof. Dr. A. DENIZOT, z. Z. Wien VI, Linke Wienzeile 60, Tür 15.
380. „ Prof. Dr. B. DESSAU, Perugia, Universität.
381. „ Chefing. FRIEDRICH DESSAUER, Frankfurt a. M., Süd-Bockenheim.
382. „ Dr. M. DIECKMANN, Gräfelfing b. München.
383. „ Prof. Dr. H. DIESSELHORST, Braunschweig, Adolfstraße 7.
384. „ Prof. Dr. C. DIETERICI, Kiel, Niemannsweg 78.
385. „ Prof. Dr. E. DORN, Halle a. S., Paradeplatz 7.
386. „ Prof. Dr. DRECKER, Aachen, Lousbergstraße 26.
387. „ Prof. Dr. MARCEL DUFOUR, Nancy, Place de la Carrière 28.
388. „ Dr. FRITZ ECKERT, München 4, Ohmstraße 13.
389. „ Ing. Dr. MAX EDELMANN jr., München 4.
390. „ Prof. Dr. PAUL EHRENFEST, Leiden, Universität.
391. „ Prof. Dr. FELIX EHRENHAFT, Wien, Boltzmanngasse 4.
392. „ Dr. GUSTAV EICHHORN, Zürich, Hauptpostfach 6123.
393. „ Dr. G. J. ELIAS, Haarlem, Holland, Teylers Museum.
394. „ Prof. Dr. J. ELSTER, Wolfenbüttel, Neuerweg 61a.
395. „ Dr. R. EMDEN, München, Habsburgerstraße 4.

396. Herr stud. math. et phys. Josef Engl, München, Georgenstraße 111.
397. „ Dr. P. Epstein, München 46, Frischauerstraße 1.
398. „ Dr. Wilh. Escher, Hanau a. M., Gartenstraße 14.
399. „ Prof. Dr. P. Eversheim, Bonn, Jagdweg 3.
400. „ Dr. K. Fajans, Karlsruhe, Physik.-Chem. Inst. d. Techn. Hochschule.
401. „ Dr. G. Falkenberg, Rostock, Strandstraße 62.
402. „ stud. math. Andor Fenyvesi, Budapest, Dalnok u. 2/C.
403. „ Dr. H. W. Fischer, Hann.-Münden, Forstakademie.
404. „ Prof. Dr. Karl T. Fischer, München-Solln, Albrecht-Dürerstraße 1.
405. „ Dr. Friedrich Flade, Marburg, Bez. Cassel, Zwischenhausen 8.
406. „ Ing. Joh. Florey, Dresden-A., Uhlandstraße 5.
407. „ Prof. Dr. K. Fredenhagen, Leipzig, Ostplatz 5.
408. „ Dr. J. Friedländer, Neapel, Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.
409. „ Dr. W. Friedrich, München 23, Ungarnstraße 44.
410. „ Prof. Dr. C. Fromme, Gießen, Bleichstraße 20.
411. „ Dr. Christ. Füchtbauer, Leipzig, Linnéstraße 5.
412. „ Prof. Dr. W. Gaede, Freiburg i. Br., Phys. Inst. d. Univ.
413. „ Prof. Dr. R. Gans, La Plata, Argentinien, Instituto de fisica.
414. „ Prof. Dr. H. Geitel, Wolfenbüttel, Neuerweg 61a.
415. „ Prof. Dr. Josef Ritter von Geitler, Czernowitz, Phys. Inst. d. Univ.
416. „ Dr. Walter Gerlach, Tübingen, Physikalisches Institut.
417. „ Dipl.-Ing. L. K. Glaser, Rheinhausen a. Niederrh., Friedrich-Alfredshütte.
418. „ Dr. Konrad Goes, Augsburg, Wolframlampen-A.-G.
419. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan, Universität.
420. „ Dr. Hans Goldschmidt, Wien 1, Rotenturmstraße 29.
421. „ Prof. Dr. L. Graetz, München, Friedrichstraße 26.
422. „ Dr. H. Grebe, Bonn, Ermekeilstraße 13.
423. „ Dr. Heinrich Greinacher, Zürich, Freiestraße 29.
424. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Vogelgasse 3.
425. „ Prof. Dr. Paul Gruner, Bern, Lindenrain 3.
426. „ Dr. S. Guggenheimer, Nürnberg, Kaiserstraße 23.
427. „ Prof. Dr. K. E. Guthe, Ann Arbor, Mich., U. S. A., 725, New Jersey Av.
428. „ Prof. Dr. Aug. Hagenbach-Aman, Basel, Schönbeinstraße 38.
429. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-A. 14, Phys. Institut.
430. „ Dr. W. Hammer, Freiburg i. B., Rheinstraße 32.
431. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck, Müllerstraße 28.
432. „ Prof. E. A. Harrington, Northampton, Mass., U. S. A., Smith College.
433. „ Oberlehrer Ottomar Hartleb, Hamburg 19.
434. „ Prof. Dr. Hartmann, Göttingen, Schillerstraße 56.
435. „ Lehramtsreferendar O. Hartmann, Gießen, Goethestraße 29.
436. „ Dr. Rudolf Hase, Hannover, Josephstraße 26.
437. „ Prof. Dr. Fritz Hasenöhrl, Wien IX, Türkenstraße 3.
438. „ Prof. Dr. Georges Hatjidakis, Piraeus, Griechenland.
439. „ Dr. Friedrich Hauser, Erlangen, Glückstraße 3.
440. „ Dr. Heinrich Hecht, Kiel, Signal-Ges., Habsburger Ring.
441. „ Prof. Georg Heinrich, Augsburg, Alexanderstraße 23.

442. Herr Dr. L. Heis, Göttingen, Bergstraße 11.
443. „ Dr. Paul Hertz, Hamburg 37, Rottenbaumchaussee 162.
444. „ Prof. Dr. J. Herweg, Greifswald, Langestraße 82.
445. „ Dr. Otto Hess, Cassel, Kaiserstraße 31.
446. „ Dr. Fritz Heusler, Isabellenhütte b. Dillenburg.
447. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Rostock, Kaiser-Wilhelmstraße 2.
448. „ Dr. S. Hilpert, Mühlheim, Ruhr, Kaiser-Wilhelm-Institut.
449. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestraße 8.
450. „ Dr. Joseph Hirsch, Königsberg i. Pr., Steindamm 6.
451. „ Dr. Rud. Frhr. v. Hirsch, Planegg b. München.
452. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
453. „ Dr. E. Hochheim, Heidelberg, Steigenweg 23.
454. „ Dr. Heinrich Hörig, Stuttgart, Sattlerstraße 31.
455. „ Dr. Gerhard Hoffmann, Königsberg i. Pr. 1, Steindamm 6.
456. „ Dr. H. Hollnagel, Dorchester, Mass., U. S. A., Hamilton St. 186.
457. „ Dr. G. Holtsmark, Kristiania, Thomas-Heftgesgade 47.
458. „ Dr. L. Hopf, Aachen, Techn. Hochschule.
459. „ Prof. Dr. A. Hupe, München, Karlstraße 28.
460. „ Dr. Erich Hupka.
461. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Bukarest, Rumänien, 16 str. Cosma.
462. „ Anatol Ignatieff, Kasan.
463. „ Dr. W. v. Ignatowsky, Paris, Quai de Passy 24.
464. „ Navigationsoberlehrer Werner Immler, Elsfleth, Weserstraße 2.
465. „ Prof. Dr. L. R. Ingersoll, Madison, Wisc., U. S. A., Universität.
466. „ Sim Janss, Ütersen bei Hamburg.
467. „ Dr. F. Jentzsch, Gießen, Physik. Institut.
468. „ Prof. Dr. Alfred Kalähne, Oliva bei Danzig, Jahnstraße 8.
469. „ Navigationsoberlehrer Dr. P. Kaltenbach, Elsfleth a. W., Weserstr. 2.
470. „ Prof. Dr. L. Kann, Wien IX, Nußdorferstraße 68.
471. „ Prof. Dr. W. Kaufmann, Königsberg i. Pr. 9, Adalbertstraße 9.
472. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn, Humboldtstraße 2.
473. „ Dr. W. H. Keesom, Leiden, Wasstraat 4.
474. „ Dr. H. Kellner, p. A. Bausch & Lomb, Opt. Co., Rochester, N.-Y., U.S.A.
475. „ Dr. J. J. Kern, Göttingen, Hainholzweg 12.
476. „ Leo v. Klecki, Krakau, Krupnicza 13.
477. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen, Wilhelm-Weberstraße 3.
478. „ Dr. Fr. Klingelfuss, St. Ludwig, Elsaß.
479. „ Prof. Dr. E. Klupathy, Budapest, Esterhazygasse 3.
480. „ Paul Knipping, München, Gewürzmühlstraße 5.
481. „ Prof. Dr. Osc. Knoblauch, München 4, Herzog-Heinrichstraße 4.
482. „ Dr. D. Knüttel, Baarn b. Utrecht, Villa Diana.
483. „ Dr. John Koch, Upsala, Universität.
484. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Stuttgart, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule.
485. „ Dr. P. P. Koch, München 46, Frischauerstraße 1.
486. „ Dr. Paul Pallme König, Steinschönau, Böhmen, Langestraße 154.
487. „ Prof. Dr. W. König, Gießen, Ludwigstraße 76.
488. „ Prof. Dr. J. Koenigsberger, Freiburg i. B., Hebelstraße 33.

489. Herr Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover, Nienburgerstraße 8.
490. „ cand. phil. Karl Kohner, Budapest, Daganischgasse 20.
491. „ Prof. Dr. H. Konen, Münster i. W., Fürstenbergstraße 4.
492. „ Dr. Walter Kossel, München 23, Gundelindenstraße 5.
493. „ Dr. Hans Kost, Elberfeld, Sadowastraße 9.
494. „ Dr. Fr. Kottler, Wien III/1, Streichergasse 4.
495. „ Prof. Dr. J. v. Kowalski, Freiburg, Schweiz, Physik. Institut.
496. „ Dr. Kamill Kraft, Krakau, Bonerstraße 5.
497. „ C. Krall, Elberfeld, Roonstraße 54.
498. „ Dr. E. Kretschmann, Königsberg i. Pr.-Amalienau, Adalbertstr. 15.
499. „ Prof. Dr. Friedrich Krüger, Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 141.
500. „ Dr. H. Krüss, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
501. „ Dr. Walter Küpper, Cassel.
502. „ Prof. Dr. Ayao Kuwaki, Kyushu, Japan, Imperial University.
503. „ Prof. Dr. Rudolf Ladenburg, Breslau 18, Hohenzollernstraße 103.
504. „ Prof. Dr. Anton Lampa, Prag II 1594, Weinberggasse 3.
505. „ Dr. med. Bruno Landau, Klein-Schönebeck, Kreis Niederbarnim.
506. „ Prof. Dr. V. von Lang, Wien IX, Türkenstraße 3.
507. „ Prof. Dr. P. Lasarew, Moskau, Mertwyi Per. 20.
508. „ Prof. Dr. J. Laub, Buenos Aires, Bogotá 3155.
509. „ Prof. Dr. M. v. Laue, Frankfurt a. M., Beethovenstraße 33.
510. „ Prof. Dr. E. Lecher, Wien IX/1, Boltzmanngasse.
511. „ Prof. Dr. E. L. Lederer, Weinberge bei Prag, Deutsch. Staatsgymn.
512. „ Dr. H. Lehmann, Dresden-Blasewitz, Alemannenallee 5.
513. „ Prof. Dr. O. Lehmann, Karlsruhe, Kaiserstraße 63.
514. „ Dr. Gotthelf Leimbach, Göttingen, Goldgraben 4.
515. „ Prof. Dr. G. Leithäuser, Hannover, Technische Hochschule.
516. „ Dr. Ernst Leitz, Wetzlar.
517. „ Prof. Dr. Ph. Lenard, Heidelberg, Neue Schloßstraße 7a.
518. „ Dr. J. E. Lilienfeld, Leipzig, Simsonstraße 8.
519. „ Prof. Dr. K. v. Linde, München, Prinz-Ludwigshöhe 44.
520. „ Oberlehrer Dr. Ad. Lindemann, Hamburg 13, Hartungstraße 15.
521. „ Dr. J. Stephan van der Lingen, Kroonstad, Oranje, Box 59.
522. „ Dr. Fr. Linke, Frankfurt a. M. 1, Kettenhofweg 105.
523. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Haarlem, Zijlweg 76.
524. „ Dr. St. Loria, Manchester, Physik. Institut d. Univ.
525. „ Dr. Ramón G. Loyarte, La Plata, Argent., Physik. Institut.
526. „ Dr. P. Ludewig, Freiberg i. S., Albertstraße 22.
527. „ Prof. Dr. O. Lummer, Breslau, Göppertstraße 1.
528. „ Dr. Willi Luthe, Mittweida i. S., Wilhelmstraße 18.
529. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
530. „ Dr. A. Magnus, Tübingen, Reutlingerstraße 2.
531. „ Dr. A. Mahlke, Hamburg 26, Horner Landstraße 28.
532. „ Dr. L. Mandelstam, Straßburg i. E., Physik. Institut.
533. „ Dr. O. Martienssen, Kiel, Reventlow-Allee 14.
534. „ Prof. Dr. E. Marx, Leipzig, Windmühlenweg 7.
535. „ Prof. Dr. W. Matthies, Basel-Riehen, Griengasse 46.

536. Herr Dr. Fritz Mayer, Villingen, Baden, Niederestraße 3.
537. „ cand. phys. Otto Mayer, München, Ainmillerstraße 26.
538. „ A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchh. Leipzig, Dörrienstr. 16.
539. „ cand. phys. Karl W. Meissner, Tübingen, Physik. Institut.
540. „ Prof. Dr. G. Melander, Helsingfors, Meteorol. Zentralanstalt.
541. „ P. Metzner, Bautzen, Nouartstraße 8.
542. „ Prof. Dr. Edgar Meyer, Tübingen, Lenaustraße 4.
543. „ Prof. Dr. Georg Meyer, Freiburg i. B., Röderstraße 1.
544. „ Prof. Dr. Stefan Meyer, Wien IX, Waisenhausgasse 1.
545. „ Prof. A. A. Michelson, Chicago, University, Ryerson Laboratory.
546. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstraße 10.
547. „ Dr. Friedrich Moeller, Hamburg 9, Deutsche Seewarte.
548. „ Dr. H. G. Möller, Hamburg-Fuhlsbüttel, Fuhlsbüttelerdamm 137.
549. „ Prof. A. J. M. Mulder, Oudenbosch, Holland, Kerkstraat 18.
550. „ Prof. Dr. R. Nacken, Leipzig, Mineral. Inst., Talstraße 35.
551. „ Prof. Hantaro Nagaoka, Tokyo, Science Coll., Imp. Univ.
552. „ Prof. Dr. Ladislaus Natanson, Krakau, Studencka 3.
553. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstraße 10/12.
554. „ Friedrich Neumeier, Augsburg, Jakobstraße G. 35.
555. „ Lehramtsassessor H. Nick, Gießen, Wilsonstraße 15.
556. „ Dr. P. Nordmeyer, Bielefeld, Johannistal 14.
557. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstraße 1.
558. „ Dr. E. Oosterhuis, Eindhoven, Holland, Vrijstraat 30.
559. „ Dr. Rudolph Ortvay, München, Friedrichstraße 4.
560. „ Prof. Dr. C. W. Oseen, Upsala, Universität.
561. „ Harald Perlitz, St. Petersburg, Liteiny Per. 55[41].
562. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Koblenzerstraße 176.
563. „ Prof. G. W. Pierce, Jefferson, Harvard-Universität, Physic. Lab.
564. „ Prof. Alfredo Pocchettino, Sassari, Sardinien, Universität.
565. „ Dr. Bela Pogany, Klausenburg, Physik. Institut.
566. „ Sergius Popow, Tübingen, Physik. Institut der Universität.
567. „ Prof. Dr. Royal A. Porter, Syracuse, U. S. A., Universität.
568. „ Prof. Dr. A. Pospielow, Tomsk, West-Sibirien, Universität.
569. „ Prof. Dr. J. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
570. „ Dr. Wilhelm Preusser, Stade, Wallstraße 16.
571. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 64.
572. „ Dr. E. Prümm, Braunschweig, Campestraße 3.
573. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Kalkbränderivej 17.
574. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Bergstraße 41.
575. „ Dr. K. Rappenecker, Freiburg i. B., Röderstraße 16.
576. „ Dr. S. Ratnowsky, Zürich, Landoltstraße 5.
577. „ Prof. Dr. W. J. Raymond, Univ. of California, Berkeley, Cal., U. S. A.
578. „ Prof. Dr. R. Reiger, Erlangen, Raumerstraße 8.
579. „ Dr. O. Reinkober, Danzig-Langfuhr, Brunshoferweg 17.
580. „ Dr. A. Reis, Karlsruhe, Inst. f. phys. Chem. d. Techn. Hochschule.
581. „ Dr. B. Reismann, Hattingen a. d. R., Kgl. Realgymnasium.
582. „ Bodo Frhr. v. Reitzenstein, Perchtoldsdorf b. Wien, Lohnsteinstr.

583. Herr Ingenieur H. Renisch, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 1.
584. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg, Bez. Cassel.
585. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
586. „ Prof. Dr. Ernst Riesenfeld, Freiburg i. B., Fuchsstraße 2.
587. „ cand. rer. nat. Joh. Rieth, Wetzlar, Bannstraße 16.
588. „ Dr. M. Robitzsch, Marburg, Bez. Cassel, Marbacherweg 26 a.
589. „ Hofbuchhändler Ludwig Röhrscheid, Bonn, Am Hof 28.
590. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München 8, Äußere Prinzregentenstr. 1.
591. „ Dr. E. Rohlf, Kiel, Sophienstraße 28.
592. „ Prof. Dr. M. v. Rohr, Jena, Tal 34.
593. „ Ing. Dr. J. Rosenthal, München, Bavariaring 10.
594. „ Prof. Dr. C. Runge, Göttingen, Universität.
595. „ Prof. Dr. F. Rusch, Tientsin, China, Chiti Techn. High Coll. Ho-Pei.
596. „ Prof. Dr. E. Rutherford, Manchester, Withington, 17 Wilmslow Road.
597. „ Dr. Léon Schames. Frankfurt a. M., Wittelsbacherallee 7.
598. „ Hauptmann Schatte, St. Avold, Lothringen, Hamburgerstraße 89.
599. „ Prof. Dr. K. Schaum, Gießen, Bergstraße 5.
600. „ Prof. Dr. R. Schenck, Breslau 16, Techn. Hochschule, Borsigstr.
601. „ Prof. Dr. K. Schering, Darmstadt, Roquetteweg 12.
602. „ Prof. Dr. Gerhard Schmidt, Münster i. W., Goebenstraße 7.
603. „ Dr. Hans Schmidt, Kiel, Stephanstraße 24.
604. „ Prof. Dr. Karl Schmidt, Halle a. S., Kronprinzenstraße 1.
605. „ Prof. Dr. J. Schubert, Eberswalde, Forstakademie.
606. „ Dr. Karl Schütt, Hamburg 23, Wartenau 3.
607. „ Prof. Dr. F. A. Schulze, Marburg, Bez. Cassel, Gartenweg 1.
608. „ Prof. Dr. Egon Ritter v. Schweidler, Innsbruck, Universität.
609. „ Prof. Dr. A. Schweitzer, Zürich IV, Gladbachstraße 33.
610. „ Dr. M. Seddig, Buchschlag; Post: Sprendlingen, Kr. Offenbach.
611. „ Dr. Karl Siebel, Kiel, Physik. Institut d. Universität.
612. „ Dr. Henry Siedentopf, Jena, Kaiser-Wilhelmstraße 7.
613. „ Reallehrer Dr. Bruno Sieger, Nürnberg, Technikum.
614. „ Prof. Dr. P. Silow, Kiew, Rußland, Nikolaistraße 9.
615. „ Prof. Dr. H. Th. Simon, Göttingen, Nikolausbergerweg 20.
616. „ Prof. Dr. Maryan R. v. Smoluchowski, Krakau, Golembiastr. 13.
617. „ H. Clyde Snook, Philadelphia, Pa. 417, Mariner & Merchant Building.
618. „ Prof. Dr. A. Sommerfeld, München 23, Leopoldstraße 87.
619. „ cand. F. Spahn, Mainz, H. Präsenzgasse 1 $^5/_{10}$.
620. „ Dipl. Ing. Stephan Spiegel, Budapest, Zemoriu 8.
621. „ Prof. Dr. P. Spies, Posen W. 3.
622. „ Prof. Dr. Joh. Stark, Aachen, Lütticherstraße 189.
623. „ Prof. Dr. H. Starke, Greifswald, Gützkowerstraße 30.
624. „ Dr. R. Steinheil, München 50, Theresienhöhe 7.
625. „ Dr. Otto Stern, Zürich, Physik. Institut d. Techn. Hochschule.
626. „ Prof. Dr. K. Stöckl, Passau 3, Kirchplatz 4.
627. „ Prof. Dr. R. Straubel, Jena, Botzstraße 10.
628. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
629. „ Dr. Karl Stuchtey, Marburg, Bez. Cassel, Physik. Institut.

630. Herr Prof. Dr. KÁLMÁN SZÉLL, Klausenburg, Ung., Reformiertes Kollegium.
631. „ Dr. ERNST TAEGE, Danzig-Langfuhr, Hauptstraße 91.
632. „ Dr. EMIL TAKE, Marburg, Bez. Cassel, Renthofstraße 10.
633. „ Prof. A. H. H. TALLQVIST, Helsingfors.
634. „ Dr. SETSURO TAMARU.
635. „ Dr. B. TEPELMANN, Braunschweig, Viewegstraße 1.
636. „ Exzellenz Prof. Dr. S. TERESCHIN, Petersburg, Nikolajewskaya 40.
637. „ Prof. Dr. THÖLDTE, Dessau, Askanische Straße 56.
638. „ Prof. Dr. M. TOEPLER, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
639. „ Dr. A. Q. TOOL.
640. „ Gymnasiallehrer ALFRED TÓTH, Pannonhalma, Ungarn.
641. „ Dr. M. TRAUTZ, Heidelberg, Guisbergstraße 62.
642. „ Dr. KARL TUBANDT, Halle a. S., Blumenthalstraße 13.
643. „ L. B. TUCKERMANN, Phys. Dept. Univ. of Nebraska, Lincoln, U. S. A.
644. „ Prof. Dr. W. VON ULJANIN, Kasan.
645. „ Dr. R. ULLRICH, Frankfurt a. M., Wittelsbacherallee 63.
646. „ Dr. USENER, Kiel, Muhliusstraße 5.
647. „ Prof. Dr. S. VALENTINER, Clausthal, Harz, Bergakademie.
648. „ Dr. L. VEGARD, Kristiania, Phys. Institut d. Universität.
649. „ Prof. Dr. HENRI VEILLON, Basel, Eulerstraße 27.
650. „ Dr. HANS VOGEL, Haubinda bei Hildburghausen, Erziehungsheim.
651. „ stud. phil. FRITZ VOHSEN, Freiburg i. B., Karlstraße 4.
652. „ Prof. Dr. W. VOIGT, Göttingen, Grüner Weg 1.
653. „ Prof. Dr. P. VOLKMANN, Königsberg-Amalienau, Hardenbergstr. 8/10.
654. „ Prof. Dr. A. VOLLER, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
655. „ Dr. MORITZ VOS, Djursholm b. Stockholm, Götavägen 3.
656. „ Prof. VYKRUTA, Pilsen, Staatsgewerbeschule.
657. „ Prof. Dr. R. WACHSMUTH, Frankfurt a. M., Kettenhofweg 136.
658. „ Dr. CURT WACHTEL, Freiburg i. B., Hygien. Institut.
659. „ Prof. Dr. E. WAETZMANN, Breslau 16, Hansastraße 11.
660. „ Dr. J. WALLOT, Zellerfeld, Goslarschestraße 324.
661. „ Prof. Dr. B. WALTER, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
662. „ Prof. Dr. H. v. WARTENBERG, Danzig, Lindenstraße 9.
663. „ Prof. Dr. ANTON WEBER am Lyceum in Dillingen (Bayern).
664. „ Dr. ERNST WEBER, München 4 z. Z. Elisabethstraße 19.
665. „ Prof. Dr. H. WEBER, Braunschweig, Spielmannstraße 21.
666. „ Prof. Dr. L. WEBER, Kiel, Moltkestraße 60.
667. „ Prof. Dr. RUDOLF H. WEBER, Rostock, Wismarsche Straße 5.
668. „ Mag. Scient. SOPHUS WEBER, Eindhoven, Holland, Villa Dommelhof.
669. „ Dr. MORITZ WEERTH, Elberfeld, Roonstraße 35.
670. „ Prof. Dr. F. WEIGERT, Leipzig 3, Kronprinzenstraße 1 c.
671. „ Dr. FR. WEISHUT, Wien XIX, Billrotstraße 39.
672. „ Dr. EDMUND WEISS, z. Z. Rathenow, Roonstraße 4.
673. „ Dr. ALFRED WERTHEIMER, München, Possartstraße 8.
674. „ EDUARD WERTHEIMER, Bielefeld, Detmolderstraße 17.
675. „ Dr. WHITNEY, Schenectady, U. S. A., General Electric Co.
676. „ Prof. Dr. E. WIECHERT, Göttingen.

677. Herr Prof. Dr. E. WIEDEMANN, Erlangen.
678. „ Dr. GEBHARD WIEDMANN, Dresden-A. 14, Phys. Inst. Techn. Hochsch.
679. „ Prof. Dr. M. WIEN, Jena.
680. „ Prof. Dr. W. WIEN, Würzburg, Pleicherring 8.
681. „ Prof. Dr. O. WIENER, Leipzig, Linnéstraße 4.
682. „ Dr. GUSTAV WIETZEL, Danzig-Langfuhr, Techn. Hochschule.
683. „ Dr. A. WIGAND, Halle a. S., Kohlschütterstraße 9.
684. „ Dr. E. WILKE, Heidelberg, Phys.-Chem. Institut.
685. „ Prof. Dr. E. B. WILSON, Boston, Mass. U. S. A., Inst. of Technology.
686. „ Oberlehrer Dr. H. WITTE, Wolfenbüttel, Marktstraße 14.
687. „ Dr. M. v. WOGAU, Ihringen, Baden.
688. „ Dr. M. WOLFKE, Zürich, Hochstraße 15.
689. „ Dr. JOSEPH WÜRSCHMIDT, Erlangen, Physik. Institut.
690. „ Prof. Dr. H. ZAHN, Kiel, Niemannsweg 85.
691. „ CARL ZEISS, Optische Werkstatt, Jena.
692. „ Prof. Dr. GYÖZÖ ZEMPLÉN, Budapest, I. Fehérvári ut 54a.
693. „ Dr. H. ZICKENDRAHT, Basel, Palmenstraße 7.
694. „ Prof. Dr. W. ZIEGLER, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
695. „ Dr. R. ZSIGMONDY, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 4.
696. Math.-phys. Samml. d. bayer. Staates (Geh.-Rat RÖNTGEN), München 4.
697. Das Phys. Institut der Universität Freiburg i. B.
698. Das Phys. Institut der Universität Göttingen.
699. Das Phys. Institut der Universität Jena.
700. Das Phys. Institut der Universität Leipzig, Linnéstraße 5.
701. Das Phys. Institut der Universität Marburg.
702. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule Danzig-Langfuhr.
703. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule Dresden-A.
704. Das Phys.-Chem. Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe.
705. Das Phys. Laboratorium des Friedrichs-Polytechnikums Cöthen (Anhalt).
706. Polyteknisk Laereanstalt, fysiske Laboratorium, Kopenhagen.
707. Bibliothek der Königl. Bergakademie Freiberg i. S.
708. Kgl. Landesbibliothek Stuttgart.
709. Königl. Bayerische Sternwarte, München.

Alphabetisches Namenregister

zu

Jahrgang 16 (1914)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft [1].

[1]) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.

*

C.

D.

E.

F.

G.

T.

U.

HALBMONATLICHES

LITERATURVERZEICHNIS

DER

„FORTSCHRITTE DER PHYSIK“

DARGESTELLT

VON DER

DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

REDIGIERT VON

KARL SCHEEL
FÜR REINE PHYSIK

RICHARD ASSMANN
FÜR KOSMISCHE PHYSIK

DREIZEHNTER JAHRGANG 1914



BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN

1914

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Januar 1914.** **Nr. 1.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 1 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Dezember 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Berndt und Boldt. Physikalisches Praktikum. Übersetzt ins Russische von A. Pomeranski. 661 S. St. Petersburg 1913. (Russisch.)

Edouard Branly. Traité de physique. Rédigé conformément aux programmes officiels. 5. éd. XXIX u. 884 S. Paris, libr. J. de Gigord, 1914. *

Kohlrausch. Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. Übersetzt ins Russische von D. Ohmyrow und E. Kirillow unter Redaktion von N. Kasterin. 288 S. Odessa 1914 (Russisch).

J. Lemoine et G. Vincent. Cours élémentaire de physique. Dynamique. Thermodynamique. Phénomènes périodiques. Second cycle. Classes de mathématiques. 10. éd. VIII u. 485 S. Paris, libr. Belin frères, 1913.

H. Sieveking. Moderne Probleme der Physik. Vorträge. Mit 21 Abbildungen im Text. VII u. 146 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Preis 4,50 ℳ, geb. 5,50 ℳ.) *

Prof. **P. V. Bevan.** Nature **92**, 481, 1913.

Rudolf Förster. Experimentelle Lösung von Randwertaufgaben der Gleichung $\Delta u = 0$. Arch. f. Elektrot. **2**, 175—181, 1913.

Verhandlungen der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte. 85. Versammlung zu Wien. Vom 21. bis 28. Sept. 1913. Erster Teil. Die allgemeinen Sitzungen, die Gesamtsitzungen beider Hauptgruppen und die gemeinsamen Sitzungen der naturwissenschaftlichen und der medizinischen Hauptgruppe. Mit 108 Abb. im Text und 3 Tafeln. Herausgegeben im Auftrage des Vorstandes und der Geschäftsführer von Alexander Witting. III und 366 S. Leipzig, Verlag von F. B. W. Vogel, 1913.

P. P. Ewald. Bericht über die Tagung der British Association in Birmingham (10. bis 17. September). Phys. ZS. **14**, 1296, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Wm. Mansfield Clark. An Improved Thermoregulator. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1889—1891, 1913.

H. Barkhausen. Zu den Aufsätzen über Torsionswellenmodelle. Phys. ZS. **14**, 1296, 1913.

F. J. Harlow. A Lecture Experiment to Illustrate Ionisation by Collision and to show Thermo-luminescence. Phys. Soc. London, Nov. 14, 1913. [Chem. News **108**, 293, 1913.

F. Wallerant. Über einen Apparat zur Demonstration des direkten Polymorphismus und der sekundären Zwillinge. ZS. f. Krist. **53**, 231—235, 1913.

S. Borowik. Zwei Schulversuche. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., Abt. II, 237—239, 1913 (Russisch).

3. Maß und Messen.

Ch. Ed. Guillaume. Les Systèmes de mesures et l'Organisation internationale du Système métrique. S.-A. La vie internationale **3**, 5—44, 1913.

Ch. Ed. Guillaume. Premières déterminations des étalons à bouts exécutées au bureau international. S.-A. Trav. et Mém. du bur. intern. d. Poids et Mes. **15**, G. 31 S., 1913.

Fritz Emde. Kilogramm-Kraft und Kilogramm-Masse. ZS. d. Ver. d. Ing. **57**, 1954—1955, 1913.

B. Hopkinson. Method of Measuring the Pressure produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. Roy. Soc. London, Nov. 27, 1913. [Chem. News **108**, 287, 1913.

André Broca et **Ch. Florian.** Niveau pratique à bain de mercure amorti. C. R. **157**, 1044—1047, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

C. Neumann. Zur Theorie des logarithmischen Potentials. Aufsatz XII. (Integraldarstellung von Funktionen). Leipzig. Ber. Math.-phys. Kl. **65**, 144—184, 1913.

G. Koenigs. Sur les mouvements doublement décomposables et sur les surfaces qui sont le lieu de deux familles de courbes égales. C. R. **157**, 988—991, 1913.

A. Einstein. Zum gegenwärtigen Stande des Gravitationsproblems. 85. Vers. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913. Phys. ZS. **14**, 1249—1266, 1913.

K. Bohlin. Sur le développement des intégrales du problème des trois corps. Première partie. Rayon vecteur par rapport au centre de gravité binaire. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 35, 28 S., 1913.

A. Bilimovitch. Sur les transformations canoniques spéciales. C. R. **157**, 1133—1135, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Siegmund Fuchs. Hauptspannungstrajektorien bei der Berührung einer Kugel mit einer Platte. Phys. ZS. **14**, 1282—1285, 1913.

F. E. Rowett. Elastic hysteresis in steel. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 495, 1913.

Fr. Hauser. Methode und Versuche zur Bestimmung der wahren Spannungen beim Zugversuch mit beliebiger Temperatur. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1278—1300, 1913.

6. Hydromechanik.

Richard von Mises. Elemente der technischen Hydromechanik. I. Teil. Mit 72 Figuren im Text. VIII u. 212 S. Leipzig u. Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Samml. math.-phys. Schr., herausgeg. von E. Jahnke, Bd. **17**, 1.) (Preis 5,40 ℳ, geb. 6 ℳ.) *

Lord Rayleigh. On the Stability of the Laminar Motion of an Inviscid Fluid. Phil. Mag. (6) **26**, 1001—1010, 1913.

C. W. Oseen. Über den Gültigkeitsbereich der Stokesschen Widerstandsformel. Arkiv för Mat., Astron. och Fys. **9**, Nr. 16, 15 S., 1913.

Ol Olsson. Partikulära integraler till differentialekvationerna för fasta kroppars rörelse i vätskor Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 38, 34 S., 1913.

J. R. Wilton. On the Highest Wave in Deep Water. Phil. Mag. (6) **26**, 1053—1058, 1913.

Victor Valcovici. Sur la résistance hydrodynamique d'un obstacle dans un mouvement avec des surfaces de glissement. C. R. **157**, 1131—1132, 1913.

T. H. Havelock. Ship Resistance: The Wave-making Properties of certain Travelling Pressure Disturbances. Roy. Soc. London, Nov. 27, 1913. [Chem. News **108**, 288, 1913.

W. J. Harrison. The Hydrodynamical Theory of Lubrication with Special Reference to Air as a Lubricant. Trans. Cambridge Phil. Soc. **22**, 39—54, 1913.

7. Kapillarität.

A. H. Gibson. On the Motion of Long Air-bubbles in a Vertical Tube. Phil. Mag. (6) **26**, 952—965, 1913.

J. Livingston R. Morgan and **Philip M. Chazal.** The weight of a falling drop and the laws of Tate. XV. The drop weights of certain organic liquids and the surface tensions and capillary constants calculated from them. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1821—1834, 1913.

J. Livingston R. Morgan and **Benjamin J. Kramer.** The weight of a falling drop and the laws of Tate. XVI. The drop weights of certain organic liquids and the surface tensions and capillary constants calculated from them. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1834—1845, 1913.

J. Livingston R. Morgan and **Edward Schramm.** The weight of a falling drop and the laws of Tate. XVII. The drop weights and surface tensions of molten hydrated salts, and their solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1845—1856, 1913.

J. Livingston R. Morgan and **Marks Neidle.** The weight of a falling drop and the laws of Tate. XVIII. The drop weights, surface tensions and capillary constants of aqueous solutions of ethyl, methyl and amyl alcohols, and of acetic and formic acid. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1856—1865, 1913.

8. Aeromechanik.

Maurain et **de Moismont.** Mesures comparatives du frottement de l'air sur des surfaces de natures différentes. C. R. **157**, 1127—1130, 1913.

J. P. Kuenen and **S. W. Visser.** The viscosity of the vapour of normal butane. Onnes Comm. Leiden, Nr. 138, 3—11, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

J. A. Fleming. An experimental method for the production of vibrations on strings. Phys. Soc. London, Nov. 28, 1913. [Nature **92**, 467, 1913.

Marcel Brillouin. Propagation du son dans un fluide hétérogène non absorbant. C. R. **157**, 1135—1138, 1913.

2. Physiologische Akustik.

Stefan Baley. Versuche über die Lokalisation von Tönen. S.-A. Beiträge z. Anat. usw. des Ohres, der Nase u. d. Halses **7**, 69—99, 1913.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Samuel Smiles. Chemische Konstitution und physikalische Eigenschaften. Aus dem Englischen übersetzt von P. Krassa. Bearbeitet und herausgegeben von R. O. Herzog. XII u. 676 S. Dresden u. Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1914. (Preis 20 *M*, geb. 21,50 *M*.) *

J. W. Clarke, W. Ostwald, P. E. Thorpe, G. Urbain. Jahresbericht des Internationalen Komitees der Atomgewichte 1914. ZS. f. anorg. Chem. **84**, 273—276, 1913.

F. W. Clarke, T. E. Thorpe, W. Ostwald, G. Urbain. Annual report of the international committee on atomic weights, 1914. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1807—1810, 1913.

Elton L. Quinn and **George A. Hulett.** The atomic weight of cadmium by the investigation of cadmium chloride and cadmium bromide. Journ. phys. chem. **17**, 780—798, 1913.

A. H. W. Aten. Über eine dritte Schwefelmolekülart. (Dritte Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. **86**, 1—35, 1913.

J. M. Nelson, H. T. Beans and **K. George Falk.** The electron conception of valence. IV. The classification of chemical reactions. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1810—1821, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Eva Ramstedt. Sur la solubilité du dépôt actif du radium. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 31, 21 S., 1913.

Jules Robart. Über die Löslichkeit von Calciumsulfit. Bull. de l'Assoc. des Chim. de Sucr. et Dist. **31**, 108—111, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, 2, 1952.

Albert Ritzel. Bemerkung zu der Arbeit H. Kuessner: „Über Löslichkeitsunterschiede an Kristalloberflächen." ZS. f. phys. Chem. **86**, 106—108, 1913.

M. Le Blanc und **G. v. Elissafoff.** Über die Löslichkeit der Würfel- und Oktaederfläche des Steinsalzes. Leipz. Ber. Math.-phys. Kl. **65**, 199—209, 1913.

James Kendall. The Viscosity of Binary Mixtures. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 25, 16 S., 1913.

Rudolf Vogel. Über die Legierungen des Cers mit Silicium und Wismut. ZS. f. anorg. Chem. **84**, 323—339, 1913.

Kurd Endell. Über Diffusionserscheinungen in Silikatschmelzen bei höheren Temperaturen. Neues Jahrb. f. Min. 1913, **2**, 129—154.

L. William Öholm. Die freie Diffusion der Nichtelektrolyte. Über die Hydrodiffusion einiger organischen Substanzen. Zweite Mitteilung. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 23, 52 S., 1913.

L. William Öholm. Investigation of the diffusion of some organic substances in ethyl-alcohol. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 24, 34 S., 1913.

L. William Öholm. Contribution to the knowledge of the dependence of the diffusion on the viscosity of the solvent. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 26, 21 S., 1913.

L. William Öholm. The diffusion of an electrolyte in gelatine. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 30, 8 S., 1913.
A. M. Williams. On adsorption from solutions. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 27, 23 S., 1913.
G. C. A. van Dorp. Gleichgewicht im System Schwefelsäure, Ammoniumsulfat und Lithiumsulfat bei 30°. ZS. f. phys. Chem. **86**, 109—112, 1913.
F. Bubanović. Über Molekülkomplexe in Lösungen und über die Verteilung einiger Körper zwischen Benzol und Wasser. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 33, 29 S., 1913.
Michael Rózsa. Daten zur Kenntnis des organischen Aufbaues der Kalisalzablagerungen. Kali 1913, 506—511.
G. Calcagni e D. Marotta. Solfati anidri ($CdSO_4$, con Li_2SO_4, Na_2SO_4, K_2SO_4). Nota VII. Lincei Rend. (5) **22** [2], 442—445, 1913.
D. Vorländer. Über kolloide Lösungen von Farbstoffen und von Kolophonium in flüssigen Kristallen. ZS. f. phys. Chem. **85**, 701—705, 1913.
H. Freundlich und H. Schucht. Die Bedeutung der Adsorption bei der Fällung der Suspensionskolloide. II. ZS. f. phys. Chem. **85**, 641—659, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

A. N. Shaw. A determination of the electromotive force of the Weston normal cell in semi-absolute volts. With a preface by Prof. H. L. Callendar. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 495, 1913.
P. Vaillant. Sur la capacité de polarisation d'une électrode soumise à une force électromotrice alternative et sur un procédé pour la déterminer. C. R. **157**, 1141—1143, 1913.
Svante Arrhenius. Die Berechnung des elektrischen Leitungsvermögens in sehr verdünnten wässerigen Lösungen. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 42, 12 S., 1913.
The Svedberg. Über den Nachweis der dynamischen Natur des chemischen Gleichgewichts. Arkiv för Math., Astron. och Fysik **8**, Nr. 36, 6 S., 1913.
G. Timofejew. Piezochemische Studien. XII. Der Einfluß des Druckes auf die Affinität. III. ZS. f. phys. Chem. **86**, 113—128, 1913.
P. Walden. Über das elektrische Leitvermögen in Kohlenwasserstoffen und deren Halogenderivaten, sowie in Estern und Basen als Solventien. I. Teil. Bull. Petersburg 1913, 987—996.
Burt P. Richardson. Elektroanalytische Studien. ZS. f. anorg. Chem. **84**, 277—318, 1913.
C. Hambuechen and O. E. Ruhoff. Physical and chemical data on dry cells and dry cell material. Electrician **72**, 378—379, 1913.

4. Photochemie.

Chr. Winther und H. Oxholt-Howe. Über die optische Sensibilisierung. II. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 89—104, 1913.

5. Thermochemie.

E. Ariès. Sur les lois du déplacement de l'équilibre chimique à température ou à pression constante. C. R. **157**, 1074—1077, 1913.
Nathaniel T. Bacon. On the mechanical processes of combination. Journ. phys. chem. **17**, 762—768, 1913.
J. A. Muller. Sur les chaleurs de dilution à l'infini des solutions aqueuses moléculaires d'acide chlorhydrique et d'acide sulfurique. Bull. soc. chim. (4) **13**, 1053—1056, 1913.
L. Margaillan. Sur la neutralisation de l'acide chromique. C. R. **157**, 994—995, 1913.

J. A. Muller. Sur les chaleurs d'ionisation de l'acide chlorhydrique et de l'acide sulfurique. Bull. soc. chim. (4) **13**, 1057—1060, 1913.

James Kendall. The Dissociation Constants of Organic Acids. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 38, 27 S., 1913.

James Kendall. The Heat of Vaporization of Associated Liquids. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 36, 14 S., 1913.

E. Tassilly. Détermination de la vitesse de formation des composés diazoïques. C. R. **157**, 1148—1150, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Fred. E. Wright. The change in the crystal angles of quartz with rise in temperature. Journ. Washington Acad. **3**, 485—494, 1913.

H. C. H. Carpenter. The crystallising properties of electro-deposited iron. Manchester Soc., Nov. 4, 1913. [Nature **92**, 442, 1913.

Félix Robin. Croissance des grains des métaux. Soc. Franç. de Phys. Nr. 49, 2—4, 1913.

Meinhard Hasselblatt. Über den Polymorphismus des Jodquecksilbers. ZS. f. phys. Chem. **86**, 61—64, 1913.

M. Le Blanc und G. von Elissafoff. Über die Löslichkeit der Würfel- und Oktaederfläche des Steinsalzes. Leipz. Ber. Math.-phys. Kl. **65**, 199—209, 1913.

Albert Ritzel. Bemerkung zu der Arbeit H. Kuessner: „Über Löslichkeitsunterschiede an Kristalloberflächen." ZS. f. phys. Chem. **86**, 106—108, 1913.

F. Rinne. Mineralogische Charakterzüge der kristallinen Materie. Verh. d. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **1**, 48—71, 1913.

Werner Mecklenburg. Über die „Kristallisationskraft", eine Darstellung vom chemischen Standpunkte aus. Die Naturwissenschaften **1**, 1294—1298, 1913.

D. Vorländer und Franz Janecke. Vergleich flüssiger Kristalle von racemischen und optisch aktiven Amylestern. ZS. f. phys. Chem. **85**, 691—696, 1913.

H. Freundlich und H. Schucht. Über die Geschwindigkeit des Adsorptionsrückgangs bei der Umwandlung des Quecksilbersulfids aus der amorphen Form in eine mehr kristallinische. ZS. f. phys. Chem. **85**, 660—680, 1913.

W. Vernadsky. Über die chemische Formel der Turmaline. ZS. f. Krist. **53**, 273—288, 1913.

Julien Drugman. Über Quarzzwillinge nach R (Estéral-Typus). ZS. f. Krist. **53**, 271—272, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

W. Lebedinsky. Elektrizität und Magnetismus. 2. Aufl. 244 S. St. Petersburg 1912. (Russisch.)

Graetz. Die Elektrizität und ihre Anwendungen. Autorisierte Übersetzung der 16. deutschen Auflage ins Russische unter Redaktion von W. Lebedinsky. 3. russ. Ausgabe. 815 S. St. Petersburg 1913. (Russisch.)

Manne Siegbahn. Die elektrische Energieströmung. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 31, 21 S., 1913.

Manne Siegbahn. Elektrische Energieströmungen. II. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 1, 16 S., 1913.

R. Marcolongo. Su alcune questioni relative alle trasformazioni di Lorentz in elettrodinamica. Nota II. Lincei Rend. (5) **22** [2], 402—408, 1913.

Margarete Vogl. Ladungsbestimmungen an Goldteilchen. Wien. Anz. 1913, 444—445.

Felix Ehrenhaft. Nachtrag und Berichtigung zur Mitteilung: Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche kleiner sind, als die Ladung des Elementarquantums oder Elektrons. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1350—1352, 1913.

Felix Ehrenhaft. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen in Gasen, welche die Ladung des Elektrons erheblich unterschreiten. Wien. Anz. 1913, 423—429.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

E. Wertheimer. Über den Einfluß der Glimmentladung auf den Voltaeffekt. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1333—1347, 1913.

G. Moreau. Sur les couples à deux flammes. C. R. **157**, 1070—1072, 1913.

3. Elektrostatik.

A. W. Ashton. Polarisation and Energy Losses in Dielectrics. Phys. Soc. London, Nov. 14, 1913. [Chem. News **108**, 292, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

Laporte. Les expériences internationales de Washington pour la détermination de la force électronotrice de l'élément Weston. Soc. Franç. de Phys. Nr. 49, 4—5, 1913.

F. E. Smith. Absolute measurements of a resistance by a method based on that of Lorenz. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 495, 1913.

G. F. C. Searle. The comparison of nearly equal electrical resistances. Phys. Soc. Cambridge, Nov. 24, 1913. [Nature **92**, 468, 1913.

H. Greinacher. Das Vibrationselektrometer. Elektrot. ZS. **34**, 1485—1486, 1913.

Fr. Klingelfuß. Das Sklerometer, seine physikalischen Grundlagen und seine Verwendung bei der Röntgenstrahlen-Therapie. S.-A. Strahlentherapie **3**, 772—838, 1913.

5. Apparate.

Norman Campbell. The Electrical Resistance of Mixtures of Xylol and Alcohol. Phil. Mag. (6) **26**, 1044—1053, 1913.

Manne Siegbahn. Hochfrequenzgeneratoren für Meßzwecke. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 30, 7 S., 1913.

H. Busch. Transformatoren. S.-A. Handwörterb. d. Naturw. **9**, 1272—1291, 1913.

E. Alberti und V. Vieweg. Untersuchungen an Stromwandlern. I. Teil. Der Magnetisierungsstrom. Arch. f. Elektrot. **2**, 208—216, 1913.

Erich Behne. Beiträge zur Frage der günstigsten Verhältnisse im Erregerstromkreise der Wienschen Hochfrequenzsirene. Arch. f. Elektrot. **2**, 181—207, 1913.

H. Busch. Elektrischer Widerstand. S.-A. Handwörterb. d. Naturw. **3**, 321—347, 1912.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

Gebhard Gottstein. Über die Prüfung thermodynamischer und elektronentheoretischer Formeln an Halbleitern. 72 S. Diss. Freiburg i. B. 1913.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

H. Busch. Elektrischer Widerstand. S.-A. Handwörterb. d. Naturw. **3**, 321—347, 1912.

Jacques Carvallo. Recherches expérimentales sur la conductibilité électrique de quelques liquides purs. 149 S. Thèse. Paris, libr. Gauthier-Villars, 1913.

Norman Campbell. The Electrical Resistance of Mixtures of Xylol and Alcohol. Phil. Mag. (6) **26**, 1044—1053, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Franz Rother. Der Elektrizitsübergang bei sehr kleinen Kontaktabständen und die Elektronenatmosphären der Metalle. Leipz. Ber., Math.-phys. Kl. **65**, 214—228, 1913.

R. J. Strutt. Attempts to observe the production of neon or helium by electric discharge. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 494—495, 1913.

W. Hallström. Von dem elektrischen Lichtbogen in Flüssigkeiten. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 2, 14 S., 1913.

Nellie N. Hornor. On the Use of Sealing Wax as a Source of Lime for the Wehnelt Cathode. Sill. Journ. (4) **36**, 591—597, 1913.

F. W. Wheatley. Ionization of Gases by Collision with Low Electric Forces. Phil. Mag. (6) **26**, 1034—1043, 1913.

J. C. Mc Lennan. Residual Ionisation in Gases. Nature **92**, 424, 1913.

R. Seeliger. Einige allgemeine Bemerkungen zur Theorie der Stoßionisation. Jahrb. d. Radioakt. **10**, 431—445, 1913.

E. Wertheimer. Über den Einfluß der Glimmentladung auf den Voltaeffekt. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1333—1347, 1913.

Robert W. Lawson. The Spectra of High-Frequency Discharges in Geissler Tubes. Phil. Mag. (6) **26**, 966—981, 1913.

Otto Oldenberg. Spektroheliographische Untersuchungen am Lichtbogen. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 133—172, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

O. Reichenheim. Zur Bemerkung des Herrn Himstedt über meine Arbeit: „Der anomale Anodenfall und die Entstehung der Anodenstrahlen". Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1267—1268, 1913.

J. J. Thompson. Rays of positive electricity and their application to chemical analysis. 140 S. London, Longmans, 1913 (Preis 5 s.) *

E. Ohlon. Die Lumineszenzwirkungen der Kathoden- und Kanalstrahlen bei der Temperatur der flüssigen Luft. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 22, 20 S., 1913.

E. H. Büchner. Der Radiumgehalt von Gesteinen. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **10**, 516—531, 1913.

St. Meyer. Über die im Wiener Radiuminstitute vorgenommene Herstellung einiger sekundärer Radiumetalons. Wien. Anz. 1913, 435—436.

E. Rutherford. The Structure of the Atom. Nature **92**, 423, 1913.

Frederick Soddy. The Structure of the Atom. Nature **92**, 452, 1913.

A. van den Broek. Intra-atomic Charge and the Structure of the Atom. Nature **92**, 476—478, 1913.

H. Ogden. The Recombination of Ions made by α Rays. Phil. Mag. (6) **26**, 991—1001, 1913.

E. Rutherford und **H. Robinson.** Über die Masse und die Geschwindigkeit der von den radioaktiven Substanzen ausgesendeten α-Teilchen. Wien. Anz. 1913, 434—435.

Herbert N. Mc. Coy und **Edwin D. Leman.** Über die Zerfallskonstante von Aktinium. X. Phys. ZS. **14**, 1280—1282, 1913.

E. Rutherford and **H. Richardson.** Analysis of the γ-Rays of the Thorium and Actinium Products. Phil. Mag. (6) **26**, 937—948, 1913.

G. N. Antonoff. On the existence of uranium Y. Phil. Mag. (6) **26**, 1058, 1913.

Fr. Hauser. Die Delta-Strahlen (Bericht). Jahrb. d. Radioakt. **10**, 445—466, 1913.

E. Marsden and **A. B. Wood.** A Method for the Determination of the Molecular Weights of the Radioactive Emanations with Application to Actinium Emanation. Phil. Mag. (6) **26**, 948—952, 1913.

Eva Ramstedt. Sur la solubilité du dépôt actif du radium. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 31, 21 S., 1913.

Charles G. Barkla. Charakteristische Röntgenstrahlungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1273—1277, 1913.

M. de Broglie. Über eine Methode, die Spektra der Röntgenstrahlen zu photographieren. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1348—1349, 1913.

H. G. J. Moseley. The High-Frequency Spectra of the Elements. Phil. Mag. (6) **26**, 1024—1034, 1913.

M. v. Laue. Zur Optik der Raumgitter. II. Phys. ZS. **14**, 1286—1287, 1913.

Maurice de Broglie. The Reflection of X-Rays. Nature **92**, 423, 1913.

E. Jacot. The Reflection of X-Rays. Nature **92**, 423—424, 1913.

W. L. Bragg. Analysis of Crystals by the X-Ray Spectrometer. Roy. Soc. London, Nov. 27, 1913. [Chem. News **108**, 288, 1913.

W. H. Bragg. Influence of the Constituents of the Crystal on the Form of the Spectrum in the X-Ray Spectrometer. Roy. Soc. London, Nov. 27, 1913. [Chem. News **108**, 288, 1913.

W. Bursian. Die Interferenz der Röntgenstrahlen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., Abt. II, 216—237, 1913. (Russisch.)

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

G. Foex. Les champs moléculaires dans les cristaux et l'énergie au zéro absolu. C. R. **157**, 1145—1148, 1913.

E. Oosterhuis. Magnetic researches. IX. The deviations from Curie's law in connection with the zero-point energy. Onnes Comm. Leiden. Suppl. Nr. 31 to Nr. 133—144, 1—12, 1913.

W. H. Keeson. On the magnetization of ferromagnetic substances considered in connection with the assumption of a zero-point energy. Onnes Comm. Leiden. Suppl. Nr. 32 to Nr. 133—144, 1—31, 1913.

W. Arkadiew. Theorie des elektromagnetischen Feldes in einem ferromagnetischen Metall. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 312—345, 1913. (Russisch.)

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

Marius Hartog et **Philip E. Belas.** La trajectoire d'une particule perméable, se mouvant sans inertie dans un champ de force newtonienne bipolaire. C. R. **157**, 1144—1145, 1913.

S. J. Barnett. Some Experiments on the Magnetic Field of two Electromagnets in Rotation. Phil. Mag. (6) **26**, 987—991, 1913.

The Svedberg. Über das elektrische Leitvermögen anisotroper Flüssigkeiten in magnetischen und elektrischen Feldern. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 9, 15 S., 1913.

Anton Lampa. Über Abstoßungsversuche mit Wechselströmen. Wien. Anz. 1913, 444.

Theodor Groß. Untersuchungen über das elektromagnetische Kraftfeld. ZS. d. Ver. d. Ing. **57**, 1952—1954, 1913.
R. Rüdenberg. Die kritische Kupferhöhe von Leitern für Dynamomaschinen. Arch. f. Elektrot. **2**, 207—208, 1913.
Gebhard Gottstein. Über die Prüfung thermodynamischer und elektronentheoretischer Formeln an Halbleitern. 72 S. Diss. Freiburg i. B., 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

C. W. Oseen. Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem geradlinigen Rande. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 28, 14 S., 1913.
C. W. Oseen. Über die elektromagnetischen Schwingungen an dünnen Ringen. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 12, 30 S., 1913.
Franz Kiebitz. Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1240—1246, 1913.
D. A. Roschanski. Elektrische Strahlen-Theorie der elektromagnetischen Schwingungen und Wellen. 106 S. St. Petersburg 1913. (Russisch.)

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

E. Warburg. Bemerkungen zu der Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1259—1266, 1913.
F. Croze. Sur les particularités du phénomène Zeeman dans les spectres de séries de l'oxygène et de l'hydrogène. C. R. **157**, 1061—1063, 1913.
H. Deslandres et **V. Burson.** Action du champ magnétique sur les raies de séries arithmétiques dans une bande du gaz de l'éclairage. Variations avec le numéro des raies et avec l'intensité du champ. C. R. **157**, 1105—1111, 1913.
A. Cotton, H. Mouton et **P. Drapier.** Propriétés optiques d'une liqueur mixte soumise à la fois au champ électrique et au champ magnétique. C. R. **157**, 1063—1065, 1913.
H. Stanley Allen. Photo-electricity: the liberation of electrons of light, with chapters on fluorescence and phosphorescence, and photochemical actions and photography. 234 S. London, Longmans, 1913. (Preis 7 s 6 d.) *
R. Pohl and **P. Pringsheim.** On the Long-wave Limits of the Normal Photoelectric Effect. Phil. Mag. (6) **26**, 1017—1024, 1913.
Simon Werner. Über den lichtelektrischen Effekt bei kathodenzerstäubten Pt-Schichten. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 27, 7 S., 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

W. Wien. Vorlesungen über neuere Probleme der theoretischen Physik, gehalten an der Columbia-Universität in New York im April 1913. Mit 11 Figuren im Text. IV u. 76 S. Leipzig u. Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Preis geb. 2,40 ℳ.)
H. L. Callendar. The Pressure of Radiation. Nature **92**, 450—451, 1913.
J. J. Thomson. Structure of the Atom. Phil. Mag. (6) **26**, 1044, 1913.
L. Décombe. Sur la viscosité de l'atome. Journ. de phys. (5) **3**, 869—881, 1913.
L. Zehnder. Über die Strahlung der Gase. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1317—1332, 1913.
C. V. L. Charlier. Das Strahlungsgesetz. Zweite Mitteilung. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 11, 12 S., 1913.
R. A. Houstoun. Mathematical Representation of a Light Pulse. Roy. Soc. London, Nov. 27, 1913. [Chem. News **108**, 288, 1913.

Otto Wiener. Anschauliche Ableitung und Erweiterung des Greenschen Satzes und daraus unmittelbar fließende Kirchhoffsche Fassung des Huygens-Fresnelschen Prinzips. Leipz. Ber., Math.-phys. Kl. **65**, 123—130, 1913.

Édouard Guillaume. La vitesse de la lumière et le principe de Carnot. C. R. **157**, 1138—1140, 1913.

Rayleigh. Reflection of Light at the Confines of a Diffusing Medium. Nature **92**, 450, 1913.

Arthur W. Conway. An Electromagnetic Hypothesis as to the origin of Series Spectra. Phil. Mag. (6) **26**, 1010—1017, 1913.

W. de Sitter. Über die Genauigkeit, innerhalb welcher die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Quelle behauptet werden kann. Phys. ZS. **14**, 1267, 1913.

F. Wassilewsky. Temperatur und Quantentheorie. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 299—311, 1913. (Russisch.)

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

E. D. Tillyer. Determination of the zonal variation of the equivalent focus. Journ. Washington Acad. **3**, 481—484, 1913.

R. Boulouch. Systèmes de dioptres sphériques centrés; stigmatisme ordinaire et aplanétisme. C. R. **157**, 1072—1074, 1913.

Maurice Hamy. L'appareil fournissant les radiations d'arc des solides. C. R. **157**, 1111, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Édouard Guillaume. La vitesse de la lumière et le principe de Carnot. C. R. **157**, 1138—1140, 1913.

W. de Sitter. Über die Genauigkeit, innerhalb welcher die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Quelle behauptet werden kann. Phys. ZS. **14**, 1267, 1913.

H. W. W. Augustin. Über den Brechungsexponenten und die Dispersion des flüssigen Wasserstoffs. Leipz. Ber., Math.-phys. Kl. **65**, 229—236, 1913.

S. Valentiner und **O. Zimmer.** Über den Brechungsexponent von Gasmischungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1301—1316, 1913.

Rayleigh. Reflection of Light at the Confines of a Diffusing Medium. Nature **92**, 450, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

B. A. Keen and **A. W. Porter.** Diffraction of Light by Particles comparable with the Wave-length. Roy. Soc. London, Nov. 27, 1913. [Chem. News **108**, 288, 1913.

Carl Barus. Scattering in the Case of Regular Reflection from a Transparent Grating; an Analogy to the Reflection of X-Rays from Crystals. Nature **92**, 451—452, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

G. Wulff. Eine Art Lichtinterferenz in gefärbten Kristallen. ZS. f. Krist. **53**, 236—239, 1913.

D. Vorländer und **Franz Janecke.** Entstehung zirkular-polarisierender flüssiger Kristalle aus optisch inaktiven liquokristallinen Substanzen durch Beimischungen. ZS. f. phys. Chem. **85**, 697—700, 1913.



6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

L. Zehnder. Über die Strahlung der Gase. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1317—1332, 1913.

Arthur W. Conway. An Electromagnetic Hypothesis as to the Origin of Series Spectra. Phil. Mag. (6) **26**, 1010—1017, 1913.

A. Afanassiew und **D. Roschdestwensky.** Die Methode von Wood zur Ermittelung von Gesetzmäßigkeiten im Spektrum. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 346—354, 1913. (Russisch.)

J. Stark und **P. Lipp.** Einfluß der innermolekularen Relativbewegung auf die Intensität der Absorption und Fluoreszenz von Valenzelektronen. ZS. f. phys. Chem. **86**, 36—50, 1913.

J. Stark. Folgerungen aus einer Valenzhypothese. IV. Innermolekulare Schwingungen. ZS. f. phys. Chem. **86**, 51—60, 1913.

G. G. Henderson and **J. M. Heilbron.** The selective absorption of ketones. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 495, 1913.

S. Wawilow. Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., Abt. II, 207—216, 1913. (Russisch.)

Fr. Croze. Les classifications des spectres d'après leur structure et leurs variations magnétiques. Journ. de phys. (5) **3**, 882—900, 1913.

C. Runge und **F. Paschen.** Sauerstoff in der Sonne. Phys. ZS. **14**, 1267—1269, 1913.

Robert W. Lawson. The Spectra of High-Frequency Discharges in Geissler Tubes. Phil. Mag. (6) **26**, 966—981, 1913.

R. Rossi. Series of Lines in the Spectrum of Neon. Phil. Mag. (6) **26**, 981—984, 1913.

T. R. Merton. A second spectrum of neon. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 495, 1913.

Alfred Reis. Beiträge zur Spektroskopie der Flammen. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1247—1258, 1913.

R. Fortrat. Groupements des raies réels ou apparents dans les spectres de bandes. C. R. **157**, 991—994, 1913.

Siegmund Hamm. Messungen im Bogenspektrum des Nickels nach internationalen Normalen. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 105—130, 1913.

Otto Oldenberg. Spektroheliographische Untersuchungen am Lichtbogen. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 133—172, 1913.

H. G. J. Moseley. The High-Frequency Spectra of the Elements. Phil. Mag. (6) **26**, 1024—1034, 1913.

J. Koenigsberger und **K. Vogt.** Neuer Typus eines Absorptionsspektrums. Phys. ZS. **14**, 1269—1271, 1913.

G. H. Livens. Über die Veränderlichkeit von Absorptionsspektren. III. (On the Variability of Absorption Spectra. III.) Phys. ZS. **14**, 1271—1273, 1913.

Arrigo Mazzucchelli e **Ugo Perret.** Spettri di assorbimento di alcuni sali dell' uranio. Lincei Rend. (5) **22** [2], 445—451, 1913.

Anders Knutsson Ångström. Über die Reflexion von Flüssigkeiten im ultraroten Spektrum. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 26, 23 S., 1913.

B. Söderborg. Eine Untersuchung bezüglich des Zusammenhanges zwischen Absorption, Dispersion und Fluoreszenz des Lichtes. Arkiv för Mat., Atron. och Fysik **9**, Nr. 7, 58 S., 1913.

G. Ribaud. Étude quantitative de l'absorption de la lumière par la vapeur de brome dans l'ultraviolet. C. R. **157**, 1065—1068, 1913.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Josef Hattwich. Über den Zusammenhang zwischen der Intensität des Fluoreszenzlichtes und der des erregenden Lichtes. Wien. Anz. 1913, 444.

L. Dunoyer. Expérience de résonance optique sur un gaz à une dimension. L'amortissement des vibrateurs lumineux. C. R. **157**, 1068—1070, 1913.

E. Ohlon. Die Lumineszenzwirkungen der Kathoden- und Kanalstrahlen bei der Temperatur der flüssigen Luft. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 22, 20 S., 1913.

8. Physiologische Optik.

Leopold Richtera. Über die Änderungen der Grundempfindungskurven mit der Intensität. Wien. Anz. 1913, 434.

A. Mallock. Intermittent vision. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Nature **92**, 494, 1913.

P. Lasarew. Die photochemische Theorie der peripherischen Gewichtswahrnehmung. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 285—298, 1913. (Russisch.)

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

W. Nernst. Zur Thermodynamik kondensierter Systeme. Berl. Ber. 1913, 972—985.

F. Wassilewsky. Temperatur und Quantentheorie. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 299—311, 1913. (Russisch.)

A. Stodola. Die Unterkühlung beim Ausfluß gesättigten Dampfes mit Rücksicht auf die Molekularvorgänge. ZS. d. Ver. d. Ing. **57**, 1820—1826, 1860—1864, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

T. Svedberg. Über die Gestalt der Moleküle. Arkiv för Kem., Min. och Geol. **4**, Nr. 39, 5 S., 1913.

Ivar Nordlund. Über die Gültigkeit des Stokesschen Gesetzes für die Bewegung von Flüssigkeitströpfchen in Flüssigkeiten. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 13, 18 S., 1913.

Karl Przibram. Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen. II. Der Reibungswiderstand rotierender Stäbe in Flüssigkeiten. Wien. Anz. 1913, 441.

Arne Westgren. Über die kinetische Energie der Teilchen in kolloiden Lösungen. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 5, 36 S., 1913.

The Svedberg. Neuere Untersuchungen über die Brownsche Bewegung. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **10**, 467—515, 1913.

P. Debije. Die kinetische Theorie der Materie in ihrer modernen Entwickelung. Auszug aus der Utrechter Antrittsrede, bearbeitet von W. Dehlinger. Arch. f. Elektrot. **2**, 167—174, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

F. J. Harlow. The thermal expansions of mercury and fused silica. Phys. Soc. London, Nov. 28, 1913. [Nature **92**, 467, 1913.

H. L. Callendar. The expansion of silica. Phys. Soc. London, Nov. 28, 1913. [Nature **92**, 467, 1913.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

W. Allner. Ein neues optisches Pyrometer: das Radium-Pyrometer, und ein mit Gas beheizter, absolut schwarzer Körper. Journ. f. Gasbel. **56**, 1145—1150, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

C. A. Crommelin. Isothermals of monatomic substances and their binary mixtures. XV. The vapour pressure of solid and liquid argon, from the critical point down to — 206°. Onnes Comm. Leiden Nr. 138, 23—32, 1913.

H. Kamerlingh Onnes and **C. A. Crommelin.** Isothermals of diatomic substances and their binary mixtures. XIII. Liquid-densities of hydrogen between the boiling point and the triple point; contraction of hydrogen on freezing. Onnes Comm. Leiden Nr. 137, 3—5, 1913.

H. Kamerlingh Onnes and **Sophus Weber.** Vapour pressures of substances of low critical temperature at low reduced temperatures. I. Vapour pressures of carbon dioxide between — 160° C. and — 183° C. Onnes Comm. Leiden Nr. 137, 9—23, 1913.

Sophus Weber. Vapour pressures of substances of low critical temperature at very low reduced temperatures. II. The vapour pressure of carbon dioxide in the range from — 140° C. to about — 160° C. Onnes Comm. Leiden Nr. 137, 27—35, 1913.

H. Kamerlingh Onnes and **W. H. Keesom.** On the measurement of very low temperatures. XXIII. The vapour pressures of hydrogen from the boiling point down to near the triple point. Onnes Comm. Leiden Nr. 137, 39—44, 1913.

J. P. Kuenen and **S. W. Visser.** The viscosity of the vapour of normal butane. Onnes Comm. Leiden Nr. 138, 3—11, 1913.

J. P. Kuenen and **S. W. Visser.** The virial-coefficient B for normal butane. Onnes Comm. Leiden Nr. 138, 15—20, 1913.

James Kendall. The Properties of Liquids as Functions of the Critical Constants. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 29, 28 S., 1913.

Daniel Tyrer. Some new relations between the physical properties of liquids. Journ. phys. chem. **17**, 717—736, 1913.

Fritz Friedrichs. Critical phenomena in binary systems. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 1866—1883, 1913.

Fritz Friedrichs. Über kritische Erscheinungen in binären Systemen. ZS. f. anorg. Chem. **84**, 373—400, 1913.

Irving Langmuir. Der Dampfdruck metallischen Wolframs. (The Vapor Pressure of Metallic Tungsten.) Phys. ZS. **14**, 1273—1280, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Albert Wigand. Neuere Untersuchungen über spezifische Wärmen (Nachtrag). Jahrb. d. Radioakt. **10**, 532—533, 1913.

W. H. Keesom. The heat of vaporization of hydrogen. Onnes Comm. Leiden Nr. 137, 47—52, 1913.

James Kendall. The Heat of Vaporization of Associated Liquids. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 36, 14 S., 1913.

7. Wärmeleitung.

H. Redmayne Nettleton. On the Thermal Conductivity of Mercury by the Impressed Velocity Method. Phys. Soc. London, Nov. 14, 1913. [Chem. News **108**, 291, 1913.

O. Kresta. Über die Wärmeleitfähigkeit der Oxyde. Wien. Anz. 1913, 441—442.

Erik Hernquist. Über die innere Wärmeleitfähigkeit einiger organischer Flüssigkeiten. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 33, 9 S., 1913.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Yerkes-Aktinometrie. Ref.: A. Kopff. Prometheus **25**, 13, 206—207, 1913

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

Neue spektralanalytische Untersuchungen über Fixsterne. Ref.: A. Kopff. Prometheus **25**, 13, 207—208, 1913.

1 D. Die Sonne.

Charles E. St. John. Radial motion in sun-spots. Astrophys. Journ. **38**, 4, 341—392, 1913.

1 E. Kometen.

Th. Banachiewicz. Zur Frage der Herkunft der Kometen. Astr. Nachr. **196**, 4696, 291, 1913.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

B. Fessenkoff. L'influence de l'absorption atmosphérique sur la position de la lumière zodiacale. Astr. Nachr. **196**, 4698, 314—315, 1913.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

August Thraen (in Dinslaken). Die Wärmedepressionen im Mai und ihr Einfluß auf den Niederschlag an der deutschen Nord- und Ostseeküste. Wetter **30**, 11, 247—256, 1913.

J. v. Hann. Die gleichzeitigen interdiurnen Luftdruck- und Temperaturänderungen auf dem Sonnblickgipfel (3105 m) und zu Salzburg (430 m) mit Bemerkungen über die unperiodischen Luftdruckschwankungen. (Aus: Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wiss.) 8°. 92 S. Wien 1913, A. Hölder. (Preis 2,22 ℳ.)

Meteorological reports by wireless from the Antarctic. Bull. Amer. Geogr. Soc. Nr. 10. 1913.

The aerial gulf-stream. Sc. Amer. Suppl. November 8, 1913.

Draadlooze tijdseinen en weerberichten van den Eifeltoren. „De Zee" 1913, 6, Nr. 11.

T. M. Exner. Über monatliche Witterungsanomalien auf der nördlichen Erdhälfte im Winter. (Aus: Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wiss.) 8°. 76 S. m. 4 Fig. u. 5 Kartenskizzen. Wien 1913, A. Hölder. (Preis 2,22 ℳ.)

Veröffentlichungen des Königl. Preuß. Meteorol. Instituts. Herausgegeben durch G. Hellmann, Berlin. D. Reimer. Nr. 268. Anleitung zur Anstellung und Berechnung meteorologischer Beobachtungen. 2. Teil. Besondere Beobachtungen und Instrumente. Dritte erweiterte Auflage für 1914. 8°. III, 64 S. m. 26 Fig. u. 3 Tafeln. Berlin 1913. (Preis 3 ℳ.)

H. Haack. Physikalischer Wandatlas. Eine Sammlung von Karten und Tafeln zur allgemeinen Erdkunde für den Unterricht. I. Abt.: Klima und Wetter. Farbendruck. J. Perthes, Gotha. (Preis: auf Lederpapier je 4 ℳ; auf Leinwand mit Stäben je 7 ℳ; Kartenfläche lackiert je 8 ℳ; vier Tafeln zusammen als Wandkarte auf Leinwand mit Stäben 23 ℳ.)

H. Haack. Weltkarten: Luftdruck und Winde im Januar (Januarisobaren). 1 : 40 000 000. 79,5 + 108,5 cm. Nebst Erläuterungen für 5 (Januar) und 6 (Juli). 8°. 15 S. 1913. (Preis 0,40 ℳ.)

H. Haack. Karten von Europa. Klimagebiete Europas (nach mittlerer Jahrestemperatur). 79,5 + 108,5 cm. Nebst Erläuterungen. 8°. 12 S. 1913 (Preis 0,40 ℳ.)

H. Haack. Regenkarte von Deutschland. 1 : 1 600 000. 79,5 + 108 cm. Nebst Erläuterungen. 8°. 8 S. 1913. (Preis 0,20 ℳ.)

Marcel Moye. Sur le dynamisme météorologique dans le bassin de la Méditerranée occidentale. Annu. soc. mét. de France **61**, 318—323, 1913.

L. Eblé. Société météorologique. Annu. soc. mét. de France **61**, 317—318, 1913.

Ch. Dufour. Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société. (Juillet et août 1913.) Annu. soc. mét. de France **61**, 325, 332, 1913.

Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites a l'observatoire du Parc-Saint-Maur en juillet et août 1913. Annu. soc. met. de France. **61**, 326—328 et 333—339, 1913.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. Enero e Febrero de 1913, **4**, 1 e 2.

Die Witterung an der deutschen Küste im Oktober 1913. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 646—648, 1913.

Dr. **Rud. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im September 1913. Wetter **30**, 11, 256—257, 1913.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Th. Hesselberg. Die Luftbewegungen im Cirrusniveau. Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig 1913, 2. Serie, Heft 2.

R. Ditzius. Die Variabilität der Steiggeschwindigkeit von Registrier- und Pilotballonen. (Aus: Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wiss.) 8°. 63 S. Wien 1912, A. Hölder. (Preis 1,63 ℳ.)

Josef Reger. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Oktober 1913. Wetter **30**, 11, 257—259, 1913.

C. Kleinschmidt in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Oktober 1913. Wetter **30**, 11, 259—260. 1913.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Oktober 1913. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg, Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen. Kartenbeilage zu Wetter **30**, 11, 1913.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Zur Luftschiffexpedition nach Neuguinea. Peterm. Mitt. **59**, 326, 1913.

Karl Peuker. Die dritte Konferenz über die aeronautische Weltkarte in Brüssel, 3. und 4. Oktober 1913. Peterm. Mitt. **59**, 328, 1913.

Leuchtfeuer für die Luftfahrt. Marine-Rundsch. 1913, Heft 11.

H. Boykow. Ermittelung der Navigationsdaten im Luftschiff. ZS. für Flugtechn. u. Motorluftsch. 1913, Heft 20.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

Neuere Anschauungen über die Zusammensetzung der Atmosphäre. Deutsche Luftfahrer-ZS. Nr. 22, 1913.

K. Joester. Die Temperaturverhältnisse im August 1913 unter etwa 50^0 n. Br. Wetter **30**, 11, 257, 1913.

2 C2. Strahlung.

F. E. Fowle. The non-selective transmissibility of radiation through dry and moist air. Astrophys. Journ. **38**, 4, 392—406, 1913. (Struktures.)

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

G. Raymond. Contribution a l'étude des courants supérieurs de l'atmosphère. Annu. soc. mét. de France **61**, 301—308, 1913.

2 F. Wasserdampf.

T. v. Lohuizen. Een enander over wolkoenvorming. Hemel en Dampkring. Maart 1913.

2 G. Niederschläge.

Otto Meißner. Schneeflocken bei abnorm hoher Temperatur auf dem Telegraphenberg Potsdam. 4. Nov. 1913. Wetter **30**, 11, 260, 1913.

Niederschlagsmengen in Zentraleuropa in mm im September 1913. Kartenbeilage zu Wetter **30**, 11, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

2 I. Meteorologische Optik.

L. Libouban. Observation de rayon vert. Annu. soc. mét. de France **61**, 323, 1913.

Dr. **K. Groes-Petersen.** Über Schatten während einer Sonnenfinsternis. Astr. Nachr. **196**, 4697, 293—297, 1913.

Heinz Troeger-Wohlau, Schles. Sonnenring 26. Okt. 1913. Wetter **30**, 11, 260, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.



2 L. Dynamische Meteorologie.

V. Bjerknes und verschiedene Mitarbeiter. Dynamische Meteorologie und Hydrographie. Autorisierte deutsche Ausgabe der von der Carnegie-Institution of Washington herausgegebenen Dynamic Meteorology and Hydrography. I. Teil: Statik der Atmosphäre und der Hydrosphäre. Mit 22 Textabbildungen, einem Anhang, enthaltend meteorologische und hydrographische Tabellen. gr. 4⁰. 27 Bogen und ein Atlas von 60 Tafeln. (Preis 60 ℳ.) II. Teil: Kinematik der Atmosphäre und der Hydrosphäre. Mit 85 Textabbildungen. gr. 4⁰. 22 Bogen. (Preis 20 ℳ.) Braunschweig 1912/13. Friedr. Vieweg & Sohn. Ref.: E. Herrmann. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 639—641, 1913.

R. Süring. Der jetzige Stand der Kenntnisse vom Gesamtkreislauf der Atmosphäre. ZS. d. Ges. f. Erdkde., Nr. 8, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

Funkentelegraphischer Bezug von Auskünften über die Wetterlage und von Wettervorhersagen an der deutschen Küste. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 637—638, 1913.

M. Brinkmann. Beobachtung und Versuch im erdkundlichen und wetterkundlichen Unterricht. Ein Beitrag zur Selbstbetätigung des Schülers. 8⁰. IV, 52 S. mit 17 Abbildungen und 1 angefügten Wetterblatt. Leipzig 1913. E. Wunderlich. (Preis 0,80 ℳ.) *

Franz Linke, Frankfurt a. M. Erfahrungen aus der Praxis des Luftfahrer-Wetterdienstes. Wetter **30**, 11, 241—247, 1913.

A. Voss. Die Grundzüge einer praktischen Wettervorhersage. Ausgabe für 1914. 8⁰. 12 S. u. 1 Bl. Berlin 1913. Vossianthus-Verlag. (Preis 1 ℳ.) *

M. Schmucker. Wie wird das Wetter im Jahre 1914? Allgemeine Jahresprognose der neuesten Wetterwarte für Deutschland. 8⁰. 16 S. Dillingen 1913. J. Keller & Co. (Preis 0,50 ℳ.) *

Die Versuche mit Zweilaternen-Nachtsturmsignalen an der deutschen Küste. Internationale Einigung über Sturmsignale. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 635—637, 1913.

Rudolf Fischer, Darmstadt. Bemerkungen und Nachtrag zu dem Aufsatz Island als Wettermacher Mitteleuropas. Wetter **30**, 11, 260—264, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

J. Schneider in Darmstadt. Die jährliche und die monatlichen Änderungen der Luftdruckverteilung über Mitteleuropa. Ann. d. Hydr. **41**, 129, 593—607, 1913.

2 O. Meteorologische Apparate.

J. T. Morris. The distribution of wind velocity around a rod. Cooling effect upon hot wire used to measure air current. Sc. Amer. Suppl. October 18, 1913.

2 P. Klimatologie.

Franz Kühn. Das Klima in den argentinischen Hochkordilleren. Peterm. Mitt. **59**, 329, 1913.

G. Schwalbe. Das Klima von Mecklenburg auf Grund neuerer Untersuchungen. 8⁰. 13 S. mit 6 Karten. Rostock 1913. H. Warkentien. (Preis 1 ℳ.) *

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

C. Schoy. Nochmals: Geographische Ortsbestimmung in sehr hohen Breiten. Peterm. Mitt. **59**, 321—322, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

Dr. **S. v. Jezewski.** Künstliche Erdbeben. Prometheus **25**, 13, 199—201, 1913.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

L. Eblé. Levé magnétique de l'Empire d'Allemagne d'après Karl Haussmann. Annu. soc. mét. de France **61**, 309—316, 1913.

J. Mascara. La formation de cirrus et le magnétisme terrestre. La Nature 1913, Octobre 18.

On an auroral expedition to Bossekop in the spring of 1913. Astrophys. Journ. **38**, 4, 311—315, 1913.

Aurora, London, Month. Met. Chart. Ind. Ocean 1913, December.

3 H. Niveauveränderungen.

Die Senkung oder Hebung des Bodens der Niederlande. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 638—639, 1913.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

H. B. Bigelow. Oceanographic cruises of the U. S. fisheries schooner „Grampus" 1912—1913. Science 1913, October 24.

A. Grund. Die achte Terminfahrt S. M. S. „Najade" in der Hochsee der Adria vom 16. März bis 1. April 1913. Mitt. Geogr. Ges. Wien, Nr. 9/10, 1913.

F. Wendicke. Die ersten kontinuierlichen Beobachtungen der Internationalen Meeresforschung. ZS. d. Ges. d. Erdkde., Nr. 8, 1913.

R. v. Sterneck. Zur Theorie der Gezeiten des Mittelmeeres. (Aus: Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wiss.) 8⁰. 66 S. und 1 Kartenskizze. Wien 1913. A. Hölder. (Preis 1,70 *M*.)



K. Kapt. **Reichardt.** Winde und Strömungen zwischen Matupi (Neu-Pommern) und Sydney. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 633—634, 1913.

W. **Halbfaß.** Einfluß der geographischen Lage auf die Wärmeverhältnisse von Seen. Peterm. Mitt. **59**, 312, 1913.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Emil Rudolph. Seismische Einwirkungen auf den Charakter der Lebenstätigkeit intermittierender Quellen. Peterm. Mitt. **59**, 323—324, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Hans Hess. Ein neues Werk über Gletscher. Peterm. Mitt. **59**, 324—325, 1913.

W. **Brennecke.** Neuere Beobachtungen aus dem Treibeisgebiet bei der Neufundland-Bank. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 607—613, 1913.

O. **Steffens.** Die Eisverhältnisse des Winters 1912/13 in den außerdeutschen Gewässern der Ostsee sowie an der holländischen Küste. Ann. d. Hydr. **41**, 12, 613—621, 1913.

Ice chart of the southern hemisphere 1902—1912. London, Month. Met. Chart. Ind. Ocean 1913, December.

Ice in the arctic seas 1912. Quart J. R. Met. Soc. 1913, October.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik | **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. 30. Januar 1914. Nr. 2.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 2 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Januar 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Edouard Branly. Problèmes de physique énoncés et solutions. 3. éd. 184 S. Paris, libr. J. de Gigord, 1914.

Félix Guyon. Louis-Paul Cailletet. C. R. **157**, 1187—1189, 1913.

J. Koenigsberger. F. Pockels †. Zentralbl. f. Min. 1914, 19—21.

Arthur Gordon Webster. Henri Poincaré as a mathematical physicist. Read before Section A of the American Association for the Advancement of Science, December 31, 1912. Science (N. S.) **38**, 901—908, 1913.

K. Strecker. Formel und Einheitszeichen. Elektrot. ZS. **35**, 18—19, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

G. P. Pamfil. Pompe automatique à mercure. Journ. chim. phys. **11**, 801—804, 1913.

F. F. Martens und **G. Zickner.** Elektrische Maschinen für Vorlesungs- und Übungszwecke. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 7—11, 1914.

Silvio Magrini. Esperienza dimostrativa della degradazione del potenziale elettrico. Nota Seconda. Cim. (6) **6**, 173—178, 1913.

F. J. Harlow. A Lecture Experiment to Illustrate Ionisation by Collision and to show Thermoluminescence. Proc. Phys. Soc. London **26**, 55—60, 1913.

Johannes Wolf und **Erich Müller.** Ein elektrischer Vakuumofen für hohe Temperaturen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 1—4, 1914.

H. Starke. Stroboskopische Methode zur Demonstration bzw. Messung geringerer Schlüpfung. Phys. ZS. **15**, 47—48, 1914.

E. Groschuff. Über Metallbeizen. Vierte Mitteilung: Grauschwarzfärben von Kupfer mit Permanganatlösung. D. Mech.-Ztg. 1913, 233—239.

3. Maß und Messen.

F. W. Aston. A Simple Form of Micro-Balance for Determining the Densities of Small Quantities of Gases. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 439—446, 1913. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 8, 1914.

Arthur L. Day, R. B. Sosman, and **J. C. Hostetter.** The Determination of Mineral and Rock Densities at High Temperatures. Sill. Journ. (4) **37**, 1—39, 1914.

Bertram Hopkinson. A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 411—413, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

H. Brell. Über eine neue Form des Gaußschen Prinzipes des kleinsten Zwanges. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1531—1538, 1914.

Giuseppe Gianfranceschi. Misure di deviazione dei gravi. Lincei Rend. (5) **22** [2], 561—568, 1913.

K. Schaposchnikow. Zur Relativdynamik des homogenen Körpers. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1572—1574. 1913.

M. v. Laue. Zur Dynamik der Relativitätstheorie; Entgegnung an Herrn Schaposchnikow. Ann d. Phys. (4) **42**, 1575—1579, 1913.

M. D. Pompeiu. Sur la théorie du potentiel et sur un type de singularité des fonctions analytiques uniformes. Ann. Acad. do Porto **8**, 226—241, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

H. Lamb. Statics, including Hydrostatics and the Elements of the Theory of Elasticity. XII u. 341 S. New York 1913. (Preis 16 *M.*) *

Alfred Lechner. Theorie der Rollreibung. Wien. Anz. 1913, 448.

C. E. Blom. Über Frequenzberechnungen und einige Beziehungen zwischen elastischen und thermischen Konstanten der festen Elemente. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1397—1416, 1913.

F. E. Rowett. Elastic Hysteresis in Steel. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 8, 1914.

E. Zschimmer. Spannung großer Glaskörper durch das eigene Gewicht. ZS. f. Instrkde. **33**, 376—378, 1913.

6. Hydromechanik.

E. Almansi. Sopra le azioni le quali si esercitano fra corpi che si muovono o si deformano entro una massa liquida. Lincei Rend. (5) **22** [2], 533—544, 1913.

U. Cisotti. Efflusso da un recipiente forato sul fondo. Lincei Rend. (5) **22** [2], 473—478, 1913.

A. Boulanger. Étude sur la propagation des ondes liquides dans les tuyaux élastiques. Paris, Gauthier-Villars, 1913. *

R. v. Mises. Elemente der technischen Hydromechanik. 2 Teile. Teil I. VIII u. 213 S. Leipzig 1914. (Preis 5,40 *M.*) *

Malcolm Percival Applebey. The Determination of Viscosity. Journ. Chem. Soc. **103**, 2167—2171, 1913.

A. H. Gibson. The kinetic energy of viscous flow through a circular tube. Roy. Edinburgh Soc., Dec. 15, 1913. [Nature **92**, 521, 1914.



7. Kapillarität.

G. Bakker. Die Dicke und Struktur der Kapillarschicht. ZS. f. phys. Chem. **86**, 129—176, 1914.

Agnes Pockels. Über Randwinkel und Ausbreitung von Flüssigkeiten auf festen Körpern. Phys. ZS. **15**, 39—46, 1914.

K. Tangl. Über die Grenzflächenspannung Platin—Wasser. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1221—1240, 1913.

8. Aeromechanik.

A. de Gramont. Essais d'Aérodynamique. Série 3. Paris 1913. (Preis 3 ℳ.) *

Georg Thomas. Die hydrodynamischen Wirkungen einer schwingenden Luftmasse auf zwei Kugeln. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1079—1098, 1913.

Bertram Hopkinson. A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 411—413, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Georg Thomas. Die hydrodynamischen Wirkungen einer schwingenden Luftmasse auf zwei Kugeln. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1079—1098, 1913.

J. A. Fleming. An Experimental Method for the Production of Vibrations on Strings illustrating the Properties of Loaded or Unloaded Telephone Cables. Proc. Phys. Soc. London **26**, 61—74, 1913.

2. Physiologische Akustik.

H. Zwaardemaker. On hearing-apparatus examined after Lord Rayleigh's mode of arrangement. Proc. Amsterdam **16**, 492—498, 1913.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

J. W. Clarke, W. Ostwald, P. E. Thorpe, G. Urbain. Jahresbericht des Internationalen Komitees der Atomgewichte 1914. ZS. f. phys. Chem. **86**, 247—250, 1914. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) **89**, 93—96. 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 22—24, 1914.

Gustavus Hinrichs. The true atomic weight of bromine. Proc. Amer. Phil. Soc. **52**, 543—557, 1913.

Erich Tiede und Emil Domcke. Zur Frage des aktiven Stickstoffs. Chem. Ber. **46**, 4095—4103, 1913.

F. W. Clarke. Columbium versus Niobium. Nature **92**, 528—529, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

John Holmes. Contributions to the Theory of Solutions. The Intermiscibility of Liquids. Journ. Chem. Soc. **103**, 2147—2166, 1913.

Harry C. Jones. Evidence bearing on the solvate theory of solution. Journ. Franklin Inst. **176**, 479—564, 1913.

Domenico Mazzotto. Influenza dei trattamenti termici sulla solidificazione e la trasformazione delle leghe Sn—Cd. Cim. (6) **6**, 194—211, 1913.

William Arthur Knight and **Reginald Arthur Joyner.** Amalgams Containing Silver and Tin. Journ. Chem. Soc. **103**, 2247—2262, 1913.

F. A. H. Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. X. Proc. Amsterdam **16**, 540—552, 1913.

A. Smits and **C. A. Lobry de Bruyn.** The occurrence of an upper critical point of mixing at the coexistence of two mixed crystal phases. Proc. Amsterdam **16**, 557—564, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

H. v. Steinwehr. Silbervoltametrische Messungen. (Nach gemeinsam mit R. Feustel angestellten Versuchen.) (Fortsetzung.) ZS. f. Instrkde. **33**, 353—367, 1913.

Rud. Wegscheider. Das Dissoziationsschema ternärer Elektrolyte. ZS. f. Elektrochem. **20**, 18, 1914.

G. Bordius. Über eine elektrostatische Methode zur Bestimmung des Potentials eines Elektrolyten. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1129—1144, 1913.

A. N. Shaw. A Determination of the Electromotive Force of the Weston Normal Cell in Semiabsolute Volts. (With a Preface by Prof. H. L. Callendar.) Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 8, 1914.

P. Walden. Über das elektrische Leitvermögen in Kohlenwasserstoffen und deren Halogenderivaten, sowie in Estern und Basen als Solventien. II. Teil. Bull. Petersburg 1913, 1075—1102.

L. D. Smith und **H. C. Jones.** Leitfähigkeit, Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit, Dissoziation und Dissoziationskonstanten einiger organischer Säuren zwischen 0 und 65°. Amer. Chem. Journ. **50**, 1—46, 1913. [Beibl. **38**, 20—21, 1914.

E. H. Archibald. Conductivité électrique des solutions d'alcools et d'acides organiques dans l'acide chlorhydrique et dans l'acide bromhydrique liquides. Journ. chim. phys. **11**, 741—781, 1913.

W. W. Strong. High-tension Electrolysis: A Method of Measuring High-voltage Currents. Amer. Chem. Journ. **50**, 213—218, 1913. [Science Abstr. (A) **16**, 664, 1913.

D. Reichinstein. Review and interpretation of recent experiments which extend and elucidate the domain of the passivity of metals. Chem. News **109**, 1—4, 15—18, 1914.

Friedrich Auerbach. Bemerkungen zu den Abhandlungen von Herrn Spencer über Elektroden dritter Art. ZS. f. phys. Chem. **86**, 243—246, 1914.

4. Photochemie.

G. Ciamician e **P. Silber.** Azioni chimiche della luce. Lincei Rend. (5) **22** [2], 469—473, 1913.

M. Padoa e **B. Foresti.** I coefficienti di temperatura delle trasformazioni fototropiche. Lincei Rend. (5) **22** [2], 576—579, 1913.

5. Thermochemie.

Ugo Grassi. Studio sopra l'equilibrio nei sistemi gassosi. (II. Parte.) Cim. (6) **6**, 164—172, 1913.

Luise Wolff. Über die Ermittelung von Bildungswärmen mit Hilfe elektromotorischer Kräfte. ZS. f. Elektrochem. **20**, 19—22, 1914.

F. Hollenberg. Die Mischungswärme binärer Flüssigkeitsgemische. 48 S. München 1913.

Rudolf Ruer und **Kiosuke Kaneko.** Über eine bei konstanter Temperatur verlaufende, mit starker Wärmetönung und starker Änderung der Magnetisierbarkeit verknüpfte polymorphe Umwandlung. Phys. ZS. **15**, 17—18, 1914.
P. Lemoult. Sur le calcul des chaleurs de combustion des composés organiques. Revue. Journ. chim phys. **11**, 805—826, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Ernst Cohen und **W. D. Helderman.** The allotropy of zinc. I. Proc. Amsterdam **16**, 565—568, 1913.
Rudolf Ruer und **Kiosuke Kaneko.** Über eine bei konstanter Temperatur verlaufende, mit starker Wärmetönung und starker Änderung der Magnetisierbarkeit verknüpfte polymorphe Umwandlung. Phys. ZS. **15**, 17—18, 1914.
A. H. Richard Müller. Über total instabile Formen. ZS. f. phys. Chem. **86**, 177—242, 1914.
W. Bruhns und **Werner Mecklenburg.** Über die sogenannte „Kristallisationskraft". Jahresber. d. Niedersächs. geolog. Ver. zu Hannover **6**, 92—115, 1913 (?). [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 67.
A. Duffour. Über die Kristallgestalt der Nitrate des Cäsiums und Rubidiums. Cäsiumnitrat. Bull. Soc. franç. Minéral. **36**, 136—143, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, **2**, 2094.
W. H. Bragg. The Influence of the Constituents of the Crystal on the Form of the Spectrum in the X-ray Spectrometer. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 430—438, 1913.
W. Friedrich. Über den Einfluß der Härte der Röntgenröhre auf die Interferenzerscheinungen an Kristallen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 69—73, 1914.
M. v. Laue. Berichtigung zu der Arbeit über die dreizählig-symmetrischen Röntgenstrahlaufnahmen an regulären Kristallen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1592, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

A. Byk. Zur Theorie der elektrischen und chemischen Atomkräfte. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1417—1453, 1913.
Jan Kroo. Zur statistischen Elektronentheorie der Dielektrizität und des Magnetismus. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1354—1396, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)
(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

A. W. Ashton. Polarisation and Energy Loss in Dielectrics. Proc. Phys. Soc. London **26**, 43—54, 1913.
E. Bodareu. La costante dielettrica dell' azoto ad alta pressione. Lincei Rend. (5) **22** [2], 480—482, 1913.
A. Occhialini. La costante dielettrica dell' idrogeno ad alte pressioni. Lincei Rend. (5) **22** [2], 482—484, 1913.
Karl Fehrle. Über die Rolle des Dielektrikums bei der unipolaren Rotation. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1109—1128, 1913.
W. Holttum. Die Natur der dielektrischen Ermüdung. Journ. Inst. Electr. Engin. **50**, 755—768, 1913. Electrician **71**, 640—641, 1913. [Beibl. **38**, 32, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

P. Janet. Rapport présenté à la séance de la commission des unités électriques du 15 octobre 1913. Bull. Soc. intern. Electr. (3) **3**, 950—958, 1913.

Eric Gerard. Mesures Électriques. Leçons données à l'institut électrotechnique Montefiore de l'université de Liége. Étalons et instruments. Essais mécaniques, photométriques, magnétiques et électriques. Applications aux lignes, générateurs, moteurs et transformateurs. 4. éd. Avec 324 figures dans le texte. VIII u. 749 S. Paris, Gauthier-Villars, 1912. *

G. Hoffmann. Über ein Elektrometer hoher Empfindlichkeit. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1196—1220, 1913.

Carl Barus. Electrometry with the Displacement Interferometer. Sill. Journ. (4) **37**, 65—86, 1914.

A. Palm. Spiegel-Elektrodynamometer mit besonders hoher Empfindlichkeit. ZS. f. Instrkde. **33**, 368—373, 1913.

H. Ho and **S. Koto.** An Electrostatic Oscillograph. Proc. Phys. Soc. London **26**, 16—27, 1913.

J. K. A. Wertheim-Salomonson. Contribution to the knowledge of the string galvanometer. Proc. Amsterdam **16**, 522—539, 1913.

Karl Schmiedel. Kräftemesser nach dem Prinzip des Kräfteparallelogramms. ZS. f. Instrkde. **33**, 373—375, 1913.

W. Hertwig †. Die Wheatstonesche Brücke bei Anwendung hoher Frequenzen. (Mitgeteilt von H. Joachim.) Ann. d. Phys. (4) **42**, 1099—1108, 1913.

W. W. Strong. High-tension Electrolysis: A Method of Measuring High-voltage Currents. Amer. Chem. Journ. **50**, 213—218, 1913. [Science Abstr. (A) **16**, 664, 1913.

F. E. Smith. Absolute Measurements of a Resistance by a Method based on that of Lorenz. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 8, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 82. Elektrot. ZS. **35**, 37—38, 1914.

5. Apparate.

L. Tieri. Telefono fondato sulla magnetostrizione. Lincei Rend. (5) **22** [2], 484—485, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

C. Dannecker. Über doppelte neutrale Punkte und die elektromotorischen Kräfte einiger Thermoelemente zwischen — 200° und + 1000° C. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1504—1530, 1913.

W. Planck. Elektrische Messungen an Antimonitkristallen. 38 S. Diss. Göttingen 1913. [Beibl. **38**, 17—18, 1914.

P. Mulder. Absolute Messung des Peltiereffektes für Antimon—Wismut. Ann. Soc. scient. Bruxelles **36**, 77—81, 1912. [Beibl. **38**, 15, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

W. Planck. Elektrische Messungen an Antimonitkristallen. 38 S. Diss. Göttingen 1913. [Beibl. **38**, 17—18, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Arciero Bernini. Sulle apparenti variazioni della velocità specifica degli ioni di fiamma col campo. Cim. (6) **6**, 212—219, 1913.

Paul Neubert. Über die Schichtung in der positiven Glimmentladung des Wasserstoffs. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1454—1503, 1913.

Irvine Masson. Electrodeless Spectra of Hydrogen. Nature **92**, 503, 1914.

M. La Rosa. Übergang vom Bogen- zum Funkenspektrum im selbsttönenden Lichtbogen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1589—1591, 1913.

Karl Fredenhagen. Das Verhalten der Wehneltelektrode in verschiedenen Gasen. Phys. ZS. **15**, 19—27, 1914.

William Wilson. Versuch einer Anwendung der Quantenhypothese auf die elektrische Entladung von heißen Körpern. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1154—1162, 1913.

J. Franck und **G. Hertz.** Zur Theorie der Stoßionisation. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 12—19, 1914.

Eva v. Bahr und **J. Franck.** Über Ionisation durch positive Ionen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 57—68, 1914.

R. J. Strutt. Attempts to Observe the Production of Neon or Helium by Electric Discharge. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 7, 1914.

Erich Tiede und **Emil Domcke.** Zur Frage des aktiven Stickstoffs. Chem. Ber. **46**, 4095—4103, 1913.

Franz Fischer. Zur Frage der Stickstoffoxydation bei elektrischen Entladungen. (Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von A. Koenig und E. Elöd.) Chem. Ber. **46**, 4103, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

H. Baerwald. Über die Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen. (Zur Kritik der Methoden.) Ann. d. Phys. (4) **42**, 1287—1310, 1913.

J. Danysz. Die β-Strahlen von Ra B, C, D, E. Le Radium **10**, 4—6, 1913. [Beibl. **38**, 58, 1914.

E. Rutherford. The structure of the atom. Manchester Soc., Dec. 2, 1913. [Nature **92**, 546, 1914.

R. J. Strutt. Note on the Colour of zircons, and its Radioactive Origin. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 405—407, 1913.

L. Flamm und **H. Mache.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LIV. Über die quantitative Messung der Radiumemanation im Schutzringplattenkondensator. (III. Mitteilung.) S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1539—1551, 1913.

M. v. Laue. Interférences des Rayons Röntgen. Arch. sc. phys. et nat. (4) **36**, 493—501, 1913.

M. v. Laue. Über den Temperatureinfluß bei den Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1561—1571, 1913.

F. A. Lindemann. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 500—501, 1914.

J. Herweg. Über das Spektrum der Röntgenstrahlen. Zweite Mitteilung. Ein Spektrograph für Röntgenstrahlen; die Linien des Platins und Wolframs. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 73—78, 1914.

W. H. Bragg. The Influence of the Constituents of the Crystal on the Form of the Spectrum in the X-ray Spectrometer. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 430—438, 1913.

W. Friedrich. Über den Einfluß der Härte der Röntgenröhre auf die Interferenzerscheinungen an Kristallen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 69—73, 1914.

M. v. Laue. Berichtigung zu der Arbeit über die dreizählig-symmetrischen Röntgenstrahlaufnahmen an regulären Kristallen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1592, 1913.



11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

B. Cabrera et **E. Moles.** La Magnétochimie des composés du fer et la théorie du magnéton. (Second mémoire.) Arch. sc. phys. et nat. (4) **36**, 502—518, 1913.

W. H. Keesom. Über die Magnetisierung von ferromagnetischen Körpern in Beziehung zur Annahme einer Nullpunktsenergie. (Over de magnetisatie van ferromagnetische lichamen in verband met de aanname eener nulpunktsenergie.) Phys. ZS. **15**, 8—17, 1914.

Waldemar Kohl. Über die magnetischen Eigenschaften des Nickels und seiner Legierungen mit Kupfer und Eisen. 64 S. Diss. Techn. Hochsch. Berlin 1913.

R. Gans. Die Koerzitivkraft des Nickels in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1065—1078, 1913.

R. H. Weber. Über die magnetische Energie von Elektro- und Stahlmagneten und über den wahren Magnetismus. S.-A. Abh. Nat. Ges. Rostock. 8 S. 1913.

E. Gumlich. Die magnetischen Eigenschaften von Gußeisen. Stahl u. Eisen **33**, 2133—2136, 1913.

Rudolf Ruer und **Kiosuke Kaneko.** Über eine bei konstanter Temperatur verlaufende, mit starker Wärmetönung und starker Änderung der Magnetisierbarkeit verknüpfte polymorphe Umwandlung. Phys. ZS. **15**, 17—88, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

L. de la Rive. Note sur la Force de Laplace ou force de Biot et Savart. Arch. sc. phys. et nat. (4) **36**, 519—520, 1913.

K. Schaposchnikow. Über eine ponderomotorische Wirkung der elektromagnetischen Welle. Phys. ZS. **15**, 46—47, 1914.

Karl Fehrle. Über die Rolle des Dielektrikums bei der unipolaren Induktion. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1109—1128, 1913.

N. Bulgakov. Le coefficient de selfinduction d'une bobine ayant la forme d'un ruban tourné en spirale. Bull. Petersburg 1913, 1157—1167.

Alessandro Amerio. Azioni di una corrente elettrica e di un campo magnetico trasversale sulla magnetizzazione di un filo di ferro. Atti Assoc. Ital. Elettr. **17**, 1173—1181, 1913.

H. S. Hallo. Selbst-, gegenseitige und Streuinduktion. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 1—6, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingnngen.

W. Esmarch. Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in dispergierenden Medien. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1257—1272, 1913.

Martin Sjöström. Über den störenden Einfluß des Zimmers bei Wellenlängen- und Dekrementsbestimmungen kurzer Hertzscher Wellen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1531—1560, 1913.

John Perry. „Atmospherics" in Wireless Telegraphy. Nature **92**, 528, 1914.

G. W. O. Howe. On the transmission of electromagnetic waves through and around the earth. Electrician **72**, 484—486, 1913.

F. F. Martens. Über die Untersuchung von Stoßerregungs-Vorgängen mit dem Braunschen Rohr. Die Antenne 1913, 119—121.

L. W. Austin. Further comparison of arc and spark radio transmission. Journ. Washington Acad. **3**, 517—519, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

K. Schwarzschild. Bemerkung zur Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 20—24, 1914.

K. Schwarzschild. Über die maximale Aufspaltung beim Zeemaneffekt. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 24—40, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

R. A. Houstoun. The Matematical Representation of a Light Pulse. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 399—404, 1913.

H. L. Callendar. The Pressure of Radiation. Nature **92**, 500, 1914.

Rayleigh. The Pressure of Radiation and Carnot's Principle. Nature **92**, 527—528, 1914.

A. G. Rossi. Esperienze sulla pressione della luce. Cim. (6) **6**, 145—163, 1913.

M. Wolfke. Zur Quantentheorie. (Dritte vorläufige Mitteilung.) Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 4—6, 1914.

George W. Walker. A Suggestion as to the Origin of Black Body Radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 393—398, 1913.

Walther Gerlach. Über die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1167—1170, 1913.

I. Langmuir. Convection and Radiation of Heat. Trans. Amer. Electrochem. Soc. **23**, 299—330, 1913. [Science Abstr. (A) **16**, 646—647, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Eligio Perucca. Sull' analizzatore ellittico di Bravais-Zakrzewski. Cim. (6) **6**, 179—193, 1913.

Johann Sahulka. Ein Verfahren der stereoskopischen Kinematographie. Electrot. u. Maschinenb. **32**, 37—38, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

W. H. Julius. Über die Brechung des Lichtes beim Durchlaufen wirbelnder Gasmassen und über Sonnenflecken. Vortrag mit Demonstrationen, gehalten am 4. August 1913 während der fünften Tagung der internationalen Union für Sonnenforschung zu Bonn. Phys. ZS. **15**, 48—54, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

B. A. Keen and **Alfred W. Porter.** On the Diffraction of Light by Particles Comparable with the Wave-length. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 370—376, 1913.

August Wiegrefe. Die Beugung ebener Lichtwellen bei beliebiger Lage der Einfallsebene gegenüber der beugenden Kante. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1241—1256, 1913.

E. Wilke und **H. Handovsky.** Untersuchungen am Tyndallphänomen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1145—1153, 1913.



5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Stephan Rybár. Über die experimentelle Bestimmung der absoluten Phasenänderungen des total reflektierten Lichtes. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1171—1195, 1913.

R. J. Strutt. Note on the Colour of Zircons, and its Radioactive Origin. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 405—407, 1913.

Thomas Stewart Patterson and **William Collins Forsyth.** The Influence of Solvents on the Rotation of Optically Active Compounds. Part XIX. The Rotation of Certain Derivatives of Lactic Acid. Journ. Chem. Soc. **103**, 2263—2271, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Thomas Ralph Merton. On a Second Spectrum of Neon. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 447—451, 1913. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 8, 1914.

C. Weigand. Messungen im Molybdänspektrum von $\lambda = 4647$ bis $\lambda = 7143$. 24 S. Bonn 1912.

M. La Rosa. Übergang vom Bogen- zum Funkenspektrum im selbsttönenden Lichtbogen. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1589—1591, 1913.

Irvine Masson. Electrodeless Spectra of Hydrogen. Nature **92**, 503, 1914.

Thomas Ralph Merton. The Absorption of Light by Uranous Chloride in different Solvents. Chem. Soc. London, Nov. 6, 1913. [Chem. News **109**, 9, 1914.

John Edward Purvis. The Absorption Spectra of Various Derivatives of Pyridine, Piperidine, and Piperazine in Solution and as Vapours. Journ. Chem. Soc. **103**, 2283—2296, 1913.

George Gerald Henderson and **Isidor Morris Heilbron.** The Selective Absorption of Ketones. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 414—418, 1913. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 7—8, 1914.

Edward Charles Cyril Baly and **Francis Owen Rice.** Absorption Spectra and Chemical Reactivity. Part III. Trinitrobenzene, Trinitroanisole, and Picric Acid. Journ. Chem. Soc. **103**, 2085—2097, 1913.

T. Retschinsky. Absorption anorganischer Salze im Ultraviolett. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1580—1588, 1913.

Walther Gerlach. Zur Kritik der Strahlungsmessungen. III. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1163—1166, 1913.

Walther Gerlach. Über die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1167—1170, 1913.

J. Elster und **H. Geitel.** Über die Verwendung lichtelektrischer Kadmium- und Zinkzellen zur Photometrie des ultravioletten Sonnenlichtes. Phys. ZS. **15**, 1—8, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Peter Borissow. Die Energieverteilung in den Emissionsspektren der CaBi- und SrBi-Phosphore. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1321—1353, 1913.

S. de Ugarte y Greaves. Beziehungen zwischen Fluoreszenz und chemischer Konstitution. 43 S. Münster 1913.

8. Physiologische Optik.

A. Mallock. Intermittent Vision. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 407—410, 1913. Roy. Soc. London, Dec. 11, 1913. [Chem. News **109**, 7, 1914.

F. Jentzsch. Beobachtungen an einem binokularen Mikroskop. 85. Vers. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913. [Phys. ZS. **15**, 56—62, 1914.

Otto Frhr. von u. zu Aufsess. Das Sehen unter Wasser. Die Umschau **18**, 6—12, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

E. Holm. Anwendung der neueren Planckschen Quantenhypothese zur Berechnung der rotatorischen Energie des zweiatomigen Gases. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1311—1320, 1913.

C. E. Blom. Über Frequenzberechnungen und einige Beziehungen zwischen elastischen und thermischen Konstanten der festen Elemente. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1397—1416, 1913.

H. v. Jüptner. Betrachtungen über die spezifische Wärme fester Körper. II. ZS. f. Elektrochem. **20**, 10—18, 1914.

K. Schreber. Wirkungsgrade. ZS. f. Elektrochem. **20**, 4—10, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Karl F. Herzfeld. Bemerkungen zum Boltzmannschen Prinzip. Wien. Ber. **122** [2a], 1553—1561, 1913.

Adolf Heydweiller. Über Größe und Konstitution der Atome. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1273—1286, 1913.

A. D. Fokker. Over Brownsche Bewegingen in het Stralingsveld en Waarschijnlijkheidsbeschouwingen in de Stralingstheorie. 138 S. Haarlem 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

Karl Scheel und **Wilhelm Heuse.** Über die absolute Ausdehnung des Quarzglases bis zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 1—3, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Gottfried Dimmer. Über die Fadenkorrektion bei Einschlußthermometern. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1629—1636, 1913.

W. J. H. Moll. A rapid Thermopile. Proc. Amsterdam **16**, 568—571, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

K. Eisenmann. Kanonische Zustandsgleichung fester Körper. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 41—56, 1914.

Alfred W. Porter. On an Inversion Point for Liquid Carbon Dioxide in Regard to the Joule-Thomson Effect. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 377—378, 1913.

I. Traube. Über den kritischen Zustand. 85. Vers. D. Naturf. u. Ärzte. Wien 1913. Phys. ZS. **15**, 54—56, 1914.

C. E. Blom. Über Frequenzberechnungen und einige Beziehungen zwischen elastischen und thermischen Konstanten der festen Elemente. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1397—1416, 1913.

R. Nasini et **U. Bresciani.** La matière à l'état surfondu et discontinuité dans certaines propriétés physiques au voisinage du point de fusion. Journ. chim. phys. **11**, 782—800, 1913.

A. Villiers. Sur la vapeur émise par le mercure dans les gaz raréfiés et sur les tensions maxima de vapeur du mercure. Ann. chim. phys. (8) **30**, 588—633, 1913.

K. F. Slotte. Über die Verdampfungswärme und die Dampfspannung des Quecksilbers. Acta Soc. Fenn. **44**, Nr. 4, 12 S., 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Ezer Griffiths. The Ice Calorimeter. With Remarks on the Constancy of the Density of Ice. Proc. Phys. Soc. London **26**, 1—15, 1913.

H. v. Jüptner. Betrachtungen über die spezifische Wärme fester Körper. II. ZS. f. Elektrochem. **20**, 10—18, 1914.

C. E. Blom. Über Frequenzberechnungen und einige Beziehungen zwischen elastischen und thermischen Konstanten der festen Elemente. Ann. d. Phys. (4) **42**, 1397—1416, 1913.

K. F. Slotte. Über die Verdampfungswärme und die Dampfspannung des Quecksilbers. Acta Soc. Fenn. **44**, Nr. 4, 12 S., 1913.

7. Wärmeleitung.

Redmayne Nettleton. On the Thermal Conductivity of Mercury by the Impressed Velocity Method. Proc. Phys. Soc. London **26**, 28—42, 1913.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Max B. Weinstein. Welterzählungen. (Entstehung u. Untergang der Welt.) Vortrag, gehalten in der Urania zu Berlin. Himmel u. Erde **26**, 3, 97—106, 1913.

A. S. Eddington. The dynamics of a globular stellar system. Month. Not. **74**, 1, 5—16, 1913.

F. E. Baxandall. On the occurrence Europium lines in stellar spectra. Mouth. Not. **74**, 1, 32—37, 1913.

Adolf Hnatek. Beobachtung von Radialgeschwindigkeiten. Astr. Nachr. **196**, 4703, 390—391, 1913.

Measurement of radial velocieties by objective grating spectrograph. Nature **92**, 2300, 383, 1913.

F. E. Ross. Courvoisier's Yearly Refraction and the Kimura Term. Astr. Nachr. **196**, 4702, 374, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

G. Gouy. Sur l'absence de réfraction sensible dans l'atmosphère du Soleil. C. R. **157**, 1111—1114, 1913.

Fessenkoff. Sur l'accélération équatoriale du Soleil. C. R. **157**, 834—837, 1913.

H. H. Turner. Further remarks on the expression of sun-spot periodicity as a Fourier Sequence. (Papers of the J. U. S. R. Computing Bureau, Nr. XII.) Month. Not. **74**, 1, 16—26, 1913.

Charles E. St. John. Radial motion in sun-spots. II. The distribution of the elements in the solar atmosphere. Carnegie Inst. of Washington. Contributions from the Mound Wilson Solar Obs. Nr. 74. Repr. of the Astrophys. J. **38**, 1913.

Sun-spot areas fer 1912. Nature **92**, 2300, 383, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

J. S. Dines. A remarkable meteor on November 24. Nature **92**, 2301, 402, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

National antarctic expedition, 1901—1904. Meteorology. Part. II. Comprising daily synchronous charts October 1, 1901, to March 31, 1904. Prepared in the Meteorological Office, under the superintendence of M. W. Campbell Hepworth, C. B. Pp. 26 + charts (London: The Royal Society, 1913). Price 21 s. Ref. W. Meinardus. Nature **92**, 2301, 393—395, 1913.

A medley of weather lore. Collected by M. E. S. Wright. Pp. 144 (Bournemouth, H. G. Commin, 1913). Price 2 s 6 d net. Ref. G. G. Nature **92**, 2301, 398, 1913.

M. W. Campbell Hepworth. National Antarctic Expedition, 1901—1904. Meteorology Part. II. Prepared in the Meteorological office under the Superintendence of ... Ref. Sill. J. **36**, Nr. 216, 656—657, 1913.

Über die Frost- und Schneegrenzen im Jahre 1909. Prometheus **25**, 14, 54, 1914.

M. Rajna. Osservatorio della R. Università di Bologna. Osservazioni meteorologiche dell' annata 1912. Memoria Bologna 1913.

Edoardo Mazelle. Rapporto annuale dello J. R. Osservatorio Marittimo di Trieste, contenente le osservazioni meteorologiche di Trieste e di alcune altre stazioni adriatiche per l'anno 1909, **26**, 1913.

Observations météorologiques pendant le mois d'octobre 1913. Arch. sc. phys. et nat. **36**, 11, 485, 1913.

Raoûl Gautier et **Henri Duaime.** Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint-Maurice pendant l'année 1912. Arch. sc. phys. et nat. **36**, 11, 462—472, 1913.

Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie u. Geodynamik. Wien, Hohe Warte, Oktober 1913. Wien. Anz. Nr. 24, 411—416, 1913.

Die Witterung an der deutschen Küste im November 1913. Ann. d. Hydr. **42**, 1, 63—64, 1913.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen. Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. Nr. 21, 1913.

A. Peppler. Über vertikale Luftbewegungen. Deutsche Luftfahr.-Z. Nr. 24, 1913.

Internationale Ballonfahrt vom 12. Juni, 2. u. 3. Oktober 1913. Unbemannte und bemannte Ballons. Wien. Anz. Nr. 24, 418—422, 1913.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Dipl.-Ing. **Alb. Betz,** Göttingen. Systematische Versuche an Luftschrauben-Modellen. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 83—151, 1912/13.

F. W. Headley. The flight of birds. Pp. X + 163 + XVI plates in text. (London: Witherby & Co., 1912). Price 5 s net. Nature **92**, 2300, 368—369, 1913.

Capt. **Duchène.** The mechanics of the Aëroplane. A Study of the Principles of flight. Translated from the French by J. H. Ledeboer of T. O' B. Hubbard. Pp. X + 231. (London: Longmans, Green & Co., 1912.) Price 7 s 6 d net. Ref. Nature **92**, 2300, 368, 1913.

L. Prandtl, Professor Dr., Göttingen. Bericht über die Göttinger Modellversuchsanstalt. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 73—83, 1912/13.

Karl Heyer, Bad Dürkheim. Über die Spannungsverteilung auf den Hüllen von Prall-Luftschiffen. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 25—73, 1912/13.

Graf Arco, Berlin. Funkentelegraphie u. Luftschiffahrt. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 1—9, 1912/13.

Major z. D. Professor Dr. ing. h. c. **von Parseval,** Berlin. Über die Beanspruchung von Ballonhüllen unstarrer Luftschiffe. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 151—163, 1912/13.

Dipl.-Ing. **Naatz,** Bitterfeld. Die Hüllen der neueren Parseval-Luftschiffe. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 183—186, 1912/13.

Die Werft der Parseval-Luftschiffe in Bitterfeld. Jahrb. der Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 191—198, 1912/13.

Ing. Blochmann, Bitterfeld. Die neueren Gondeltypen der Parseval-Luftschiffe. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 186—191, 1912/13.

P. Idrac. Observations sur le vol des goélands à l'arrière des navires. C. R. **157**, 1130—1131, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

C. V. L. Charlier. Sur la réfraction terrestre et la constitution de l'atmosphère. C. R. **157**, 831—834, 1913.

P. L. Mercanton. La constitution de l'atmosphère terrestre d'après les plus récents documents parus. Arch. sc. phys. et nat. **36**, 11, 479—482, 1913.

2 C_1. Lufttemperatur.

F. Lindholm. Mesures actinométriques pendant l'éclipse solaire du 17 avril 1912. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **8**, Nr. 21, 11 S., 1913.

F. W. Very. Solar radiation. Sill. J. **36**, 216, 609—636, 1913.

2 C_2. Strahlung.

2 D. Luftdruck.

J. R. Sutton. Barometric variability at Kimberley and elsewhere. Nature **92**, 2300, 391, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

A. H. Palmer. Certain characteristics easterly winds at Blue Hill Observatory. Bull. Mount. Weather Obs. Nr. 5, Part. 6.

2 F. Wasserdampf.

F. C. Tschaplowitz. Über Luftfeuchtigkeit, psychische und physiologische Wirkungen und Wohnungshygiene. Prometheus **25**, 14, 215—218, 1914.

2 G. Niederschläge.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Knut Haldin. On the conductivity of the air at Koppom and Arvika in West-Wärmland. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. **2**, Nr. 40, 38 S., 1913.

F. Schindelhauer. Über die Elektrizität der Niederschläge. Erwiderung auf die Ausführungen des Herrn G. C. Simpson. Phys. ZS. **14**, 1292—1296, 1913.

J. Elster und H. Geitel. Zur Influenztheorie der Niederschlagselektrizität. Phys. ZS. **14**, 1287—1292, 1913.

F. Neesen. Versuche der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neu-Babelsberg über die Blitzschutzvorrichtungen für Sprengstoffanlagen. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1173—1180, 1913.

Dr. E. v. Schrödinger. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. LI. Ra—A-Gehalt der Atmosphäre in Seeham 1913. Wien. Anz. Nr. 25, 433—434, 1913.

A. Gockel. Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Fribourg, à 2 h 30 du soir. Arch. sc. phys. et nat. **36**, 11, 484—485, 1913.



R. Thaller in Innsbruck. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. L. Luftelektrische Beobachtungen am Gmundenersee und in Grünau (Almtal, Oberösterreich). Wien. Anz. Nr. 25, 432—433, 1913.

G. Lutze. Zusammenhang der Störungen des atmosphärischen Potentialgefälles mit den luftelektrischen Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie, nach Untersuchungen am Boden und im Freiballon. Verh. d. D. Phys. Ges. Nr. 21, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

R. Mentzel. Atmosphärische Polarisationsmessungen. S.-A. a. d. Met. Jahrb. 1912. Bremen.

2 K. Synoptische Meteorologie.

S. Hanzlik. Die räumliche Verteilung der meteorologischen Elemente in den Zyklonen. Denkschr. d. Akad. d. Wiss. Wien **88**, 1913.

The synoptic weather maps for November 7—13. Nature **92**, 2301, 408, 1913.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

W. N. Shaw. Forecasting weather. 2nd impression. 8⁰. 408 p. Constable. 12 sh 6 d. *

Dr. **Hermann Rotzoll.** Bitterfeld. Der Nebelbeobachtungsdienst der Luft-Fahrzeug-Gesellschaft m. b. H. Jahrb. d. Luft-Fahrz.-Ges. **6**, 163—167, 1912/13.

O. Freybe. Wetterkarte vom 1. 7. 1913. 20 × 19 cm. Farbdr. m. Text auf der Rückseite. Berlin 1913. Gea. 10 St. 1,00 ℳ. *

Nacht-Sturmsignale für Fischer von Helgoland. Mitt. d. Deutsch. Seefisch.-Vereins. Nr. 10/11. 1913.

H. Johannsen. Können wir das Wetter in Gewalt bekommen? 8⁰. 19 S. Lübeck 1913. Ch. Coleman. 0,75 ℳ. *

2 N. Kosmische Meteorologie.

J. Plaßmann. Wetter und Mond. Mitteil. d. Vereins v. Freund. d. Astr. etc. **13**, 10, 1913.

2 O. Meteorologische Apparate.

France Giraud. Détermination de l'humidité relative de l'air par le réfractomètre. Journ. de phys. (5) **3**, 900—902, 1913.

Dr. **Gottfried Dimmer.** Zur Frage der Abhängigkeit des Fadenfehlers bei Quecksilberthermometern von der Länge des herausragenden Fadens und der Temperaturdifferenz zwischen Bad und Umgebung. Wien. Anz. Nr. 24, 406, 1913.

2 P. Klimatologie.

Th. Dove in Berlin-Friedenau. Das Klima von Südwestafrika. Himmel u. Erde **26**, 3, 113—126, 1913.

F. Kerner von Marilaun. Synthese der morphogenen Winterklimate Europas zur Tertiärzeit. Sitz.-Ber. Akad. d. Wiss. Wien **22**, 2, Abt. IIa. 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Prof. **A. Klingatsch** in Graz. Über ein Zweihöhen-Problem. Wien. Anz. Nr. 24, 405—406, 1913.
P. Thompson. Navigation. A method of finding a ships position at sea by one observation only. 8⁰. Longmans. 3 sh 6 d. *
G. Röhlander. Détermination de la latitude de l'observatoire de Stockholm. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik **9**, Nr. 3, 37 S., 1913.
B. Gutenberg. Über die Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen. Phys. ZS. **14**, 1217—1218, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

H. S. Washington. Some Lavas of Monte Arci, Sardinia. Sill. J. **36**, 216, 577—591, 1913.
F. A. Perret. The ascent of lava. Sill. J. **36**, 216, 605—609, 1913.

3 F. Erdbeben.

Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Oktober 1913. Wien. Anz. Nr. 24, 417, 1913.
The Panama, recent earthquakes felt in the canal zone. Nature **92**, 2301, 408, 1913.
C. Mainka. Über die Häufigkeit einzelner Mi—U-Perioden. Phys. ZS. **14**, 1285—1286, 1913.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

A. Korn. Sur l'origine du magnétisme terrestre. C. R. **157**, 1059—1060, 1913.
Ph. Flajolet. Perturbations de la déclinaison magnétique à Lyon (Saint-Genis-Laval) pendant le troisième trimestre 1913. C. R. **157**, 1181—1183, 1913.
L. A. Bauer. The magnetic survey of the oceans. Geogr. Journ. 1913, December.
Heinrich Kohn. Die Entstehung der heutigen Oberflächenformen der Erde und deren Beziehungen zum Erdmagnetismus. Aus Ann. d. Nat. u. Kulturphilosoph. **12**, 1913.
L. Vegard. Spectrum of the Aurora Borealis. Sill. J. **36**, 216, 646—647, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

V. Hensen. Die Wirkung der Sonnenstrahlung auf die Ozeane und deren Ausbeutung. Die Naturwissenschaften, Heft 49, 1913.
L. Marini. I progressi e le condizioni attuali della meteorologia marittima. Rivista Marittima, Novembre 1913.
Dr. **E. Hopfner.** Die Gezeiten im Hafen von Triest. Wien. Anz. Nr. 24, 404—405, 1913.
R. von Sterneck. Zur Theorie der Gezeiten des Mittelmeeres. Sitz.-Ber. Akad. d. Wiss. Wien, **122**, 2, Abt. IIa, 1913.
W. von Keßlitz. Die Gezeiten im Adriatischen Meere. Mitt. a. d. Gebiete d. Seewes., Nr. XII, 1913.
J. R. Wilton. On the highest wave in deep water. Phil. Mag., December 1913.
P. P. C. Hoek. Het internationale onderzoek der zee in de jaren 1902—1912. Mededeel. ov. Visscherij., November 1913
Ocean temperatures near icebergs. Nature **92**, 2301, 414, 1913.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

W. Halbfaß. Aufruf zur Mitarbeit an einer Morphometrie der Seen der Erde. Peterm. Mitt. **60**, Januar-Heft, 10, 12, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

J. Maurer. Die jüngste große Rückzugsphase der Schweizer Gletscher im Lichte der Klimaschwankung. Peterm. Mitt. **60**, Januar-Heft, Seite 9—10, 1914.
E. Kayser. Über die Arrhenius'sche Theorie der Eiszeit. Cent.-Bl. f. Min., Geol. und Paläont. 1913. Stuttgart 1913.
During the ice season of this year patrols in the North Atlantic. Nature **92**, 2301, 408, 1913.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Februar 1914.** **Nr. 3.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 3 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Januar 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Konrad Fuß und **Georg Hensold.** Lehrbuch der Physik für den Schul- und Selbstunterricht. Mit zahlreichen Schülerübungen, vielen Rechenaufgaben, einer Spektraltafel in Farbendruck und 400 Textbildern. 11. u. 12. Aufl. Gekürzte Ausgabe. XX u. 450 S. Freiburg im Breisgau, Herdersche Verlagshandlung, 1913. (Preis 5,70 *M.*) *

Jules Henri Poincaré. Proc. Manchester Soc. **57**, XXXIII—XXXV, 1913.

O. Reuber. Ergebnisse der wissenschaftlichen Arbeiten von Prof. Dr. W. Müller-Erzbach. S.-A. Abh. Nat. Ver. Bremen **22**, 318—335, 1914.

F. F. Martens. Über den Gebrauch ähnlicher Bezeichnungen für eine Größe und den Zahlenwert der Größe in zur zahlenmäßigen Berechnung bestimmten Gleichungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 97—99, 1914.

J. H. Ziegler. Die Umwälzung in den Grundanschauungen der Naturwissenschaften. Acht kritische Betrachtungen. 153 S. Bern, Fr. Semminger, vorm. J. Heubergers Verlag, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

A. Ursprung. Zur Demonstration der Flüssigkeits-Kohäsion. S.-A. Ber. D. Bot. Ges. **31**, 388—400, 1913.

Alex. L. Feild. An Electrical Contact Vapor-Pressure Thermoregulator. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 72—76, 1914.

3. Maß und Messen.

Georges C. de Laplanche. Unités électriques et Unités mécaniques et leurs relations. 3. éd. 135 S. Paris, libr. Vuibert, ohne Jahreszahl. *



A. Boltzmann. Über ein Verfahren zur Berechnung der Abweichungen einer Zahlenreihe von ihrem Mittel mittels einer Additionsrechenmaschine. ZS. f. Instrkde. **34**, 18—20, 1914.

Société Genevoise pour la construction d'instruments de physique et de mécanique. Komparatoren zur Ausmessung photographischer Platten. ZS. f. Instrkde. **34**, 11—14, 1914.

Rudolf Stützer. Neue Entfernungsmesser mit absoluter Berichtigung. ZS. f. Instrkde. **34**, 1—11, 1914.

A. Kalähne. Ein akustisches Verfahren zur Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 81—92, 1914.

Ch. Ed. Guillaume. Die Nickel-Stahl-Legierungen und ihre Anwendungen in der Uhrmacherei. [ZS. f. Instrkde. **34**, 23—27, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Léon Lecornu. Cours de Mécanique professé à l'École Polytechnique, tome I, Paris, Gauthier-Villars, 1914. *

K. F. Herzfeld. Bemerkungen zum Boltzmannschen Prinzip. Wien. Ber. **122** [2a], 1553—1561, 1913.

A. Gray. On Canonical Relations in General Dynamics. Phil. Mag. (6) **27**, 22—43, 1914.

Richard C. Tolman. Relativity Theory; General Dynamical Principles. Abstract presented at the New York meeting of the Physical Society, October 18, 1913. [Phys. Rev. (2) **2**, 505—506, 1913.

E. Study. Die realistische Weltanschauung und die Lehre vom Raume. Geometrie, Anschauung und Erfahrung. X u. 145 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Sammlung: Die Wissenschaft, Band 54.) (Preis 4,50 *M*, geb. 5,20 *M*.) *

Jules Drach. Sur les intégrales communes à plusieurs problèmes de Mécanique. C. R. **157**, 1516—1519, 1913.

R. J. Pocock. On the Action of a disturbing Force in the restricted Problem of Three Bodies. Phil. Mag. (6) **27**, 147—150, 1914.

August Dähne. Bausteine zur Flugbahn- und Kreisel-Theorie. Mit 5 Figuren im Text. 44 S. Berlin, Verlag von R. Eisenschmidt, 1914. (Preis 1,50 *M*.)

A. Einstein. Nachträgliche Antwort auf eine Frage von Herrn Reißner. Phys. ZS. **15**, 108—110, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Cecil H. Lander. On the Application of Graphical Methods to the Solution of Problems on Struts and Tie-Rods with Lateral and Non-Axial Loads. Phil. Mag. (6) **27**, 203—213, 1914.

Mesnager. Application de la double réfraction du verre à l'étude de la résistance des matériaux de combustion. Soc. Franç. de Phys. Nr. 50, 2—3, 1913.

H. L. Dodge. The change in the elasticity of a copper wire, with current and external heating. Phys. Rev. (2) **2**, 431—449, 1913.

6. Hydromechanik.

Frederick Simeon. On the Viscosity of Calcium Chloride Solutions. Phil. Mag. (6) **27**, 95—100, 1914.

7. Kapillarität.



8. Aeromechanik.

Glatzel. Die elektrische Momentphotographie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in der Ballistik. Verh. d. Ver. z. Bef. d. Gewerbfl. 1913, 235—246.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Lord Rayleigh. Further Applications of Bessel's Functions of high order to the Whispering Gallery and allied Problems. Phil. Mag. (6) **27**, 100—109, 1914,

A. Kalähne. Ein akustisches Verfahren zur Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 81—92, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Hawksworth Collins. The constitution and structure of the elements. Chem. News **109**, 26—28, 1914.

Henry Wilde. On some new Multiple Relations of the Atomic Weights of Elementary Substances; and on the Classification and Transformations of Neon and Helium. Mem. Manchester Soc. **57**, Nr. XII, 11 S., 1913.

F. W. Clarke, T. E. Thorpe, W. Ostwald, G. Urbain. Jahresbericht des Internationalen Komitees der Atomgewichte für 1914. Chem. Ber. **47**, 8—11, 1914.

Albert Wigand. Über die spezifische Wärme des grauen Zinns und die Richarzsche Regel. ZS. f. Elektrochem. **20**, 38—39, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Alfred Schulze. Zur Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen. Das Gemisch Benzol—Tetrachlorkohlenstoff. ZS. f. phys. Chem. **86**, 309—333, 1914.

M. Le Blanc. Über Kristallisation und Auflösung in wässeriger Lösung. II. ZS. f. phys. Chem. **86**, 334—336, 1914.

Nilratan Dhar. Über den Molekularzustand einiger Stoffe in Lösung. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 206—213, 1914.

Charles A. Kraus. On the relation between the conductance and the viscosity of electrolytic solutions and its bearing on the theory of these snlutions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 35—65, 1914.

Frederick Simeon. On the Viscosity of Calcium Chloride Solutions. Phil. Mag. (6) **27**, 95—100, 1914.

J. P. Wuite. Das System Natriumsulfat—Wasser. ZS. f. phys. Chem. **86**, 349—382, 1914.

P. de Cesaris. Die ternären Legierungen Nickel-Kupfer-Silber. Gazz. chim. ital. **43** [2], 365—379, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 119.

P. de Cesaris. Die ternären Legierungen Nickel-Gold-Silber. Gazz. chim. ital. **43** [2], 609—620, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 229.

Walter Schaefer. Die binären Systeme aus Calciumchlorid mit Barium- und Strontiumchlorid. Neues Jahrb. f. Min. 1914, **1**, 15—24.

W. Herz und **W. Paul.** Über Quecksilberpolyhaloide. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 214—216, 1914.

Nilratan Dhar. Physiko-chemische Untersuchungen über einige komplexe Cuprosalze. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 44—48, 1914.

John Johnston. The utilization of diffusion processes in the preparation of pure substances. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 16—19, 1914.

A. Mazzucchelli. Über den Begriff des osmotischen Druckes und seine Anwendung auf kolloidale Lösungen. Gazz. chim. ital. **43** [2], 404—422, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 98.

Tor Carlson. Über die Löslichkeit des Luftsauerstoffes in Wasser. ZS. f. angew. Chem. **26**, 713—714, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 106.

James B. Firth. Die Sorption von Wasserstoff durch Holzkohle bei Temperaturen der flüssigen Luft. ZS. f. phys. Chem. **86**, 294—308, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

E. B. Rosa, G. W. Vinal and **A. S. Mc Daniel.** The silver voltameter. Part. III. Second series of quantitative experiments and the preparation and testing of silver nitrate. S.-A. Bull. Bur. of Stand. **9**, 493—551, 1913.

Jean Pougnet, Émile Segol et **Joseph Segol.** Variation de la force électromotrice d'un élément Weston sous l'influence de la lumière ultraviolette. C. R. **157**, 1522—1525, 1913.

A. Sachanov und **J. Prscheborowsky.** Einige Lösungsmittel mit kleinen Dielektrizitätskonstanten. ZS. f. Elektrochem. **20**, 39—41, 1914.

L. Rolla. Über die Berechnung der Molekularwärme der Metallsulfide und des elektrochemischen Potentials des Schwefels. Gazz. chim. ital. **43** [2], 545—555, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 222.

Franz Fischer und **Oskar Prziza.** Über die elektrolytische Reduktion von unter Druck gelöstem Kohlendioxyd und Kohlenoxyd. Chem. Ber. **47**, 256—260, 1914.

4. Photochemie.

Marcel Boll et **Victor Henri.** Non-influence de l'oxygène sur certaines réactions photochimiques. C. R. **158**, 32—34, 1914.

Fritz Weigert und **Otto Krüger.** Berichtigung zu der Mitteilung: „Über die Polymerisation des β-Methylanthracens". ZS. f. phys. Chem. **86**, 383, 1914.

5. Thermochemie.

Ernst Beckmann und **Otto Liesche.** Ebullioskopie des Schwefels. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 31—43, 1914.

Ernst Beckmann und **Otto Liesche.** Ebullioskopische Konstanten. ZS. f. phys. Chem. **86**, 337—348, 1914.

A. Thiel und **E. Caspar.** Über die Temperatur von Kältebädern mit festem Kohlendioxyd. ZS. f. phys. Chem. **86**, 257—293, 1914.

Irving Langmuir. Note on the Heat of Formation of Hydrogen from Hydrogen Atoms. Phil. Mag. (6) **27**, 188—189, 1914.

A. Bouzat et **Ed. Chauvenet.** Sur la chaleur de formation de quelques combinaisons du chlorure cuivrique avec le chlorure d'ammonium. C. R. **158**, 40—42, 1914.

Taffanel. Sur la combustion des mélanges gazeux et les vitesses de réaction. C. R. **158**, 42—45, 1914.

S. B. Kuzirian. Bestimmung des Kristallwassers in Sulfaten. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 127—132, 1914.

Nilratan Dhar. Die Hydrolyse von Salzen. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 198—205, 1914.

R. de Forcrand. Sur le sulfate ferreux et ses hydrates. C. R. **158**, 20—23, 1914.

R. Marcelin. Expression des vitesses de transformation des systèmes physico-chimiques en fonction de l'affinité. C. R. **157**, 1419—1422, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Paul Gaubert. Sur les cristaux liquides mixtes. C. R. **157**, 1446—1448, 1913.

G. Friedel. Sur les symétries cristallines que peut révéler la diffraction des rayons Röntgen. C. R. **157**, 1533—1536, 1913.

W. Lawrence Bragg. Eine Bemerkung über die Interferenzfiguren hemiedrischer Kristalle. (A Note on the Interference Figures of Hemihedral Crystals.) Phys. ZS. **15**, 77—79, 1914.

Paul Gaubert. Sur les modifications de forme des cristaux de quelques corps colorés artificiellement pendent leur accroissement. C. R. **157**, 1531—1533, 1913.

E. v. Fedorow. Weitere kristallochemische Belehrungen an der Hand der Tabellen zur kristallochemischen Analyse. ZS. f. Krist. **53**, 337—388, 1914.

H. S. van Klooster. Die Bestimmung der Umwandlungspunkte bei den Sulfaten, Molybdaten und Wolframaten des Natriums und Kaliums. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 49—64, 1914.

Edwin Berger. Über die Natur der Silberselenidkatalyse bei den Umwandlungsvorgängen im Selen. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 75—117, 1914.

Clarence N. Fenner. Die Stabilitätsbeziehungen der Kieselsäuremineralien. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 133—197, 1914.

The Svedberg. Die Ergebnisse der Kolloid-Forschung. Chem. Ber. **47**, 12—38, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

H. R. Hassé. The Equations of Electrodynamics for Moving Ponderable Media and the Principle of Relativity. Phil. Mag. (6) **27**, 43—58, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

Fernando Sanford. On the nature of the Volta effect; A reply. Phys. Rev. (2) **2**, 495—496, 1913.

3. Elektrostatik.

A. Sachanov und **J. Prscheborowsky.** Einige Lösungsmittel mit kleinen Dielektrizitätskonstanten. ZS. f. Elektrochem. **20**, 39—41, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

Giuseppe Lignana. Sulla misura del lavoro d'isteresi magnetica eseguita con un elettrodinamometro ballistico. Atti Assoc. Ital. Elettrot. **17**, 1221—1234, 1913.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 83. Elektrot. ZS. **35**, 64—66, 1914.

5. Apparate.

S. Chapman, W. W. Bryant. Tungsten Wire Suspensions for Magnetometers. Nature **92**, 585, 1914.

Paul Jégou. Le détecteur électrolytique. Lum. électr. (2) **25**, 69—74, 100—105, 1914.

Rudolf Goldschmidt. Das Tonrad als Detektor in der drahtlosen Telegraphie. Elektrot. ZS. **35**, 93—94, 1914. Electrician **72**, 618—620, 1914.

H. Wommelsdorf. Die Kondensatormaschine, ein neuer elektrostatischer Erzeuger hochgespannten Gleichstroms. Elektrot. ZS. **35**, 61—64, 1914.

Fr. Fichter und **G. Oesterhold.** Ein elektrischer Wolframrohr-Vakuumofen. Verh. Naturf. Ges. Basel **24**, 124—135, 1913.

J. Biermanns. Beiträge zur Frage des Überspannungsschutzes. Arch. f. Elektrot. **2**, 217—233, 1914.

Rudolf Förster. Zur Konstruktion und Prüfung der Drehstromkabel. Arch. f. Elektrot. **2**, 245—262, 1914.

Glatzel. Die elektrische Momentphotographie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in der Ballistik. Verh. d. Ver. z. Bef. d. Gewerbfl. 1913, 235—246.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

A. Weissenberger. Über die Thermokräfte von Leitern mit kleiner Elektronenzahl. Phys. ZS. **15**, 105—107, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

B. Hodgson. Heating Effects at the Anode in Vacuum-Tubes. Phil. Mag. (6) **27**, 189—202, 1914.

George Jaffé. Über den Einfluß der Diffusion auf die Leitfähigkeit ionisierter Gase in einem ebenen Kondensator. Ann. d. Phys. (4) **43**, 249—281, 1914.

J. E. Lilienfeld. Die Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum. Ann. d. Phys. (4) **43**, 24—46, 1914.

Irving Langmuir. The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum. Phys. Rev. (2) **2**, 450—486, 1913.

V. Schaffers. La loi des courants de lueur dans les champs cylindriques, C. R. **157**, 1417—1419, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

J. Stark. Bemerkung zu einer Mitteilung der Herren E. Wagner und J. Kutschewski über „Feldkanalstrahlen". Ann. d. Phys. (4) **43**, 47—48, 1914.

Norman Campbell. The structure of the atom. Nature **92**, 586—587, 1914.

Rudolf Thaller. Bestimmung der Konstante von Ra D. Wien. Anz. 1914, 5—6.

Charles Staehling. Sur une prétendue séparation du radium D d'avec le plomb dans le plomb actif au moyen de la réaction de Grignard. C. R. **157**, 1430—1432, 1913.

A. S. Russell and **J. Chadwick.** The γ Rays of Polonium, Radium, and Radioactinium. Phil. Mag. (6) **27**, 112—125, 1914.

Frederick Soddy. The Existence of Uranium Y. Phil. Mag. (6) **27**, 215—221, 1914.

Norman Campbell. Delta Rays from Gases. Phil. Mag. (6) **27**, 83—91, 1914.

Hans Molisch. Das Radium, ein Mittel zum Treiben der Pflanzen. Die Naturwissenschaften **2**, 104—106, 1914.

W. H. Westphal. Das Wesen der Röntgenstrahlen. S.-A. Klinisch-therap. Wochenschr. **20**, 10 S., 1913 (?).

P. Debye. Interferenz von Röntgenstrahlen und Wärmebewegung. Ann. d. Phys. (4) **43**, 49—95, 1914.

W. D. Coolidge. A powerful Röntgen ray tube with a pure electron discharge. Phys. Rev. (2) **2**, 409—430, 1913.

M. De Broglie. Enregistrement photographique continu des spectres des rayons de Röntgen; spectre du tungstène. Influence de l'agitation thermique. C. R. **157**, 1413—1416, 1913.

H. Moore. On the Ionization in various Compounds of Carbon, Hydrogen, and Oxygen by homogeneous X-radiation. Phil. Mag. (6) **27**, 177—187, 1914.

N. Bohr. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 553—554, 1914.

H. Moseley. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 554, 1914.

J. W. Nicholson. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 583—584, 1914.

E. Schrödinger. Über die Schärfe der mit Röntgenstrahlen erzeugten Interferenzbilder. Phys. ZS. **15**, 79—86, 1914.

W. Lawrence Bragg. Eine Bemerkung über die Interferenzfiguren hemiedrischer Kristalle. (A Note on the Interference Figures of Hemihedral Crystals.) Phys. ZS. **15**, 77—79, 1914.

M. v. Laue und **J. Steph. van der Lingen.** Experimentelle Untersuchungen über den Debyeeffekt. Phys. ZS. **15**, 75—77, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Pierre Weiss. Sur le champ moléculaire et une loi d'action en raison inverse de la sixième puissance de la distance. C. R. **157**, 1405—1408, 1913.

Pierre Weiss. Sur le champ moléculaire et l'action magnétisante de Maurain. C. R. **158**, 29—32, 1914.

W. H. Keesom. Über die Magnetisierung von ferromagnetischen Körpern in Beziehung zur Annahme einer Nullpunktsenergie. (Over de magnetisatie van ferromagnetische lichamen in verband met de aanname eener nulpuntsenergie.) Phys. ZS. **15**, 86—88, 1914.

Paul Pascal. Propriétés magnétiques des métaux alcalins en combinaison. C. R. **158**, 37—39, 1914.

W. P. Roop. The magnetic susceptibility of gases. Phys. Rev. (2) **2**, 497—502, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

H. Bateman. The Classification of Electromagnetic Fields. Phil. Mag. (6) **27**, 136—147, 1914.

F. J. Rogers. Conditions Involving a Decrease of Primary Current with Increasing Secondary Current. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, October 18, 1913. [Phys. Rev. (2) **2**, 503—505, 1913.

W. N. Fenninger. Note on the Hall Effect in Liquid and Solid Mercury. Phil. Mag. (6) **27**, 109—112, 1914.

W. Rogowski. Wie kann man sich vom Rotor (Wirbel) eines Vektorfeldes und vom Vektorpotentiale eine Anschauung verschaffen? Arch. f. Elektrot. **2**, 234—245, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

G. W. O. Howe. The Effect of Ionization of Air on Electrical Oscillations, and its bearing on Long-Distance Wireless Telegraphy. Phil. Mag. (6) **27**, 213—215, 1914.

F. F. Martens. Über Vorgänge in Schwingungskreisen. I. Strenge Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier magnetisch oder galvanisch gekoppelter Kreise. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 100—106, 1914.

A. R. Colley. Zur Abhandlung des Herrn Rukop: „Messungen im elektromagnetischen Spektrum des Wassers mit wenig gedämpften, durch Stoßerregung hervorgebrachten Schwingungen von 65 bis 20 cm Wellenlänge". Ann. d. Phys. (4) **43**, 309—318, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

H. M. Hansen. Über die Begleiterscheinungen des inversen Zeemaneffektes (die longitudinale zirkulare und transversale lineare Doppelbrechung) zwischen den Komponenten einer zerlegten Absorptionslinie. Ann. d. Phys. (4) **43**, 169—248, 1914.

A. Cotton, H. Mouton et **P. Drapier.** Influence de la grosseur des particules sur les propriétés électro- et magnéto-optiques d'une liqueur mixte. C. R. **157**, 1519—1522, 1913.

F. C. Brown and **L. P. Sieg.** The sensibility curves for selenium; a new sensibility-wave-length maximum and a new principle. Phys. Rev. (2) **2**, 487—494, 1913.

Léon Kordysch. Über die Theorie der photoelektrischen Wirkungen. Le Radium **10**, 313—316, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 100.

Georg Paech. Über die Abhängigkeit der Lichtelektrizität der Metalle vom Gas. Ann. d. Phys. (4) **43**, 135—164, 1914.

G. Wiedmann u. **W. Hallwachs.** Über die Abhängigkeit der Lichtelektrizität der Metalle vom Gas, insbesondere den Grund der starken Lichtelektrizität des Kaliums. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 107—120, 1914.

K. Fredenhagen. Das Ausbleiben des lichtelektrischen Effektes frisch geschabter Metalloberflächen bei völligem Ausschluß reaktionsfähiger Gase. Phys. ZS. **15**, 65—68, 1914.

Hans Küstner. Das Ausbleiben des lichtelektrischen Effektes frisch geschabter Zinkoberflächen bei völligem Ausschluß reaktionsfähiger Gase. Phys. ZS. **15**, 68—75, 1914.

H. Stanley Allen. The photo-electric behaviour of iron and the theory of passivity. A contribution to the General Discussion on „The Passivity of Metals" held before the Faraday Society, Nov. 12, 1913. [Chem. News **109**, 25—26, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

H. L. Callendar. The Pressure of Radiation and Carnot's Principle. Nature **92**, 553, 1914.

C. G. Darwin. The Pressure of Radiation. Nature **92**, 585, 1914.

J. H. Jeans. On the Interaction between Radiation and Free Electrons. Phil. Mag. (6) **27**, 14—22, 1914.

K. Kilchling. Beitrag zur Theorie und Berechnung der optischen Elektronen und Ionen. Phys. ZS. **15**, 88—96, 1914.

J. Rose-Innes. On the Physical Interpretation of the Michelson-Morley Experiment. Phil. Mag. (6) **27**, 150—153, 1914.

A. D. Fokker. Über Brownsche Bewegungen im Strahlungsfeld. Phys. ZS. **15**, 96—98, 1914.

A. Harnack. Zur Theorie des bewegten Spiegels. II. Ann. d. Phys. (4) **43**, 295—308, 1914.

G. Sagnac. Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant. C. R. **157**, 1410—1413, 1913.

Wilhelm H. Westphal. Zur Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 93—96, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

M. v. Laue. Zur Theorie der optischen Abbildung. Ann. d. Phys. (4) **43**, 165—168, 1914.

W. W. Coblentz und **C. Leiss.** Radiometeraufstellung für einen Monochromator. ZS. f. Instrkde. **34**, 14—18, 1914.

Otto Schönrock. Das neue Zuckerrefraktometer zur Ermittelung der scheinbaren Trockensubstanz in Zuckersäften. S.-A. ZS. d. Ver. D. Zucker-Ind. (Techn. T.) **64**, 10—20, 1914.

Erich Kaiser. Über ein Demonstrationsmikroskop für den mineralogischen und petrographischen Unterricht. ZS. f. Krist. **53**, 397—403, 1914.

P. Hatt. De la déformation des images dans les lunettes. Ann. pour l'an 1914 publ. par le bur. des long. A. 8 S.

W. Haensch. Die Kugelbeleuchtungsapparate und ihre vielseitige Verwendung. D. Mech.-Ztg. 1914, 1—6.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

M. v. Laue. Zur Theorie der optischen Abbildung. Ann. d. Phys. (4) **43** 165—168, 1914.

A. R. Colley. Zur Abhandlung des Herrn Rukop: „Messungen im elektromagnetischen Spektrum des Wassers mit wenig gedämpften, durch Stoßerregung hervorgebrachten Schwingungen von 65 bis 20 cm Wellenlänge". Ann. d. Phys. (4) **43**, 309—318, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

H. Nagaoka and **T. Takamine.** Crossed Spectra obtained by Combinations of Different Interferometers, and their Applications to the Measurement of Difference in Wawe-lengths. Phil. Mag. (6) **27**, 126—136, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Paul Sélényi. Sur l'existence et l'observation des ondes lumineuses sphériques inhomogènes. C. R. **157**, 1408—1410, 1913.

Carl Bergholm. Über Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1—23, 1914.

Mesnager. Application de la double réfraction du verre à l'étude de la résistance des matériaux de construction. Soc. Franç. d. Phys. Nr. 50, 2—3, 1913.

E. Talbot Paris and **Alfred W. Porter.** An Experiment on Rotatory Polarization in Liquids. Phil. Mag. (6) **27**, 91—95, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

J. Stark. Ultraviolette Emissionsbanden des ein-, zwei- und dreiatomigen Sauerstoffmoleküls. Ann. d. Phys. (4) **43**, 319—336, 1914.



Chr. Füchtbauer und **W. Hofmann.** Über Maximalintensität, Dämpfung und wahre Intensitätsverteilung von Serienlinien in Absorption. Ann. d. Phys. (4) **43**, 96—134, 1914.

Hedwig Kohn. Über die Temperatur inhomogener Flammen. Phys. ZS. **15**, 98—105, 1914.

Arnaud de Gramont. Sur le spectre de bandes de l'aluminium et sur sa présence dans les spectres de flamme de certains minéraux. C. R. **157**, 1364—1368, 1913. Berichtigung, ebenda **158**, 79, 1914.

K. A. Hofmann und **Kurt Höschele.** Das Magnesiumchlorid als Mineralisator, mit einem Beitrag zur Spektrochemie der seltenen Erden. Chem. Ber. **47**, 238—247, 1914.

Theodor J. Meyer. Reflexion langwelliger Wärmestrahlen an rauhen Flächen und Gittern. 31 S. Diss. Berlin 1913.

M. Gompel et **Victor Henri.** Absorption des rayons ultraviolets par les alcaloïdes du groupe de la morphine et par le phénanthrène. C. R. **157**, 1422—1425, 1913.

L. Bloch. Die Farbe der künstlichen Lichtquellen. Die Naturwissenschaften **2**, 85—91, 1914.

E. C. Crittenden und **A. H. Taylor.** Die Pentanlampe als Standard-(Vergleichs)-lampe. Journ. Franklin Inst. **176**, 588—590, 1913. (Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 210.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Ch. Dhéré. Détermination photographique des spectres de fluorescence des pigments chlorophylliens. C. R. **158**, 64—67, 1914.

8. Physiologische Optik.

H. Borchardt. Beiträge zur Kenntnis der absoluten Schwellenempfindlichkeit der Netzhaut. S.-A. ZS. f. Sinnesphysiol. **48**, 176—198, 1913.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Th. De Donder. Sur le mouvement de la chaleur dans un corps athermane. C. R. **157**, 1400—1403, 1913.

G. D. Osgood. Eine Bemerkung über spezifische Wärme. ZS. f. Elektrochem. **20**, 37, 1914.

Carl Linde. Die physikalischen und technischen Grundlagen der Technik der tiefen Temperaturen. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. **21**, 1—6, 1914.

Edmund Altenkirch. Reversible Absorptionsmaschinen. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. **21**, 7—14, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Richard C. Tolman. Relativity Theory; the Equipartition Law in a System of Particles. Abstract presented at the New York meeting of the Physical Society, October 18, 1913. [Phys. Rev. (2) **2**, 506, 1913.

F. Bourrières. Sur l'observation du mouvement brownien aux grossissements linéaires supérieurs à vingt mille. C. R. **157**, 1416—1417, 1913.

A. D. Fokker. Über Brownsche Bewegungen im Strahlungsfeld. Phys. ZS. **15**, 96—98, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

F. Henning. Die Fixierung der Temperaturskala zwischen 0 und -193^0. Ann. d. Phys. (4) **43**, 282—294, 1914.

Theodore W. Richards and **John W. Shipley.** A convenient method for calibrating thermometers by means of floating equilibrium. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1—10, 1914.

L. H. Adams. Calibration tables for copper-constantan and platinum-platinrhodium thermoelements. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 65—72, 1914.

Robert S. Whipple. Modern methods of measuring temperatures. Abridged from a paper read before the Institution of Mechanical Engineers. Nature **92**, 569—572, 1914.

Hedwig Kohn. Über die Temperatur inhomogener Flammen. Phys. ZS. **15**, 98—105, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

L. Gay. Sur les rapports entre le covolume *b* et les constantes critiques. C. R. **158**, 34—36, 1914.

Léon Schames. Berichtigung zum Vortrag: Zustandsgleichung, Zustandsdiagramm und Associationshypothese. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 121—122, 1914.

C. W. Kanolt. Die Schmelzpunkte einiger Oxyde. Journ. Franklin Inst. **176**, 587—588, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 223—224.

C. W. Kanolt. Die Schmelzpunkte einiger refraktärer Oxyde. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 1—19, 1914.

J. Joly. The Temperature of Sublimation. Phil. Mag. (6) **27**, 1—14, 1914.

J. M. Crafts. Comparaison générale des tensions des vapeurs. C. R. **157**, 1403—1405, 1913.

D. Chiaraviglio und **O. M. Corbino.** Über den Dampfdruck des Nitroglycerins bei gewöhnlicher Temperatur. Gazz. chim. ital. **43** [2], 390—397, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 121.

L. Besson. Beitrag zum Studium der Wasserdampfkondensation durch Entspannung in Luft und verschiedenen anderen Gasen. Le Radium **10**, 318—323, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 99—100.

Alfred Stock. Über die experimentelle Behandlung kleiner Mengen flüchtiger Stoffe. Chem. Ber. **47**, 154—156, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

G. D. Osgood. Eine Bemerkung über spezifische Wärme. ZS. f. Elektrochem. **20**, 37, 1914.

Albert Wigand. Über die spezifische Wärme des grauen Zinns und die Richarzsche Regel. ZS. f. Elektrochem. **20**, 38—39, 1914.

L. Rolla. Über die Berechnung der Molekularwärme der Metallsulfide und des elektrochemischen Potentials des Schwefels. Gazz. chim. ital. **43** [2], 545—555, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 222.

Horace H. Poole. On the Thermal Conductivity and Specific Heat of Granite and Basalt at High Temperatures. Phil. Mag. (6) **27**, 58—83, 1914.

7. Wärmeleitung.

Horace H. Poole. On the Thermal Conductivity and Specific Heat of Granite and Basalt at High Temperatures. Phil. Mag. (6) **27**, 58—83, 1914.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Prof. **J. C. Kapteyn.** On the structure of the universe. Scientia, November, Ref. Nature **92**, 2302, 434, 1913.

St. Chevalier. Effet de la dispersion atmosphérique sur le diamètre des astres photographiés. C. R. **157**, 1377—1379, 1913.

Émile Belot. Extension d'une théorie de Faye et application du mode de formation du systeme planétaire. C. R. **157**, 1374—1376, 1913.

F. Ollive. Sur le système solaire. C. R. **157**, 1501—1502, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

Albert Defant. Studie über das Energiespektrum der Sonne. Wien 1913. 8^0. 29 S. S.-A. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. in Wien, Math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, Juni 1913.

W. H. Julius. Über die Brechung des Lichts beim Durchlaufen wirbelnder Gasmassen und über Sonnenflecken. Phys. ZS. **15**, 48—54, 1914.

A. Riccò. Distribuzione delle protuberanze sulla superficie del sole. Lincei Rend. (5) **22** [2], 525—531, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

H. B. Collier. On meteorites. Journ. of the Roy. Astr. Soc. of Canada. September to October number. Ref. Nature **92**, 2302, 434, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Eight annual Report of the meteorological Committee to the Lords Commissioners of His Majesty's Treasury, for the year ended 31 st march, 1913. London 1913. 8^0. 68 S., 3 Taf. *

W. R. Eckardt. Wetter, Klima, Reisen. M.-Gladbach 1913. 16^0. 86 S. (Soziale Studienfahrten. Herausgegeben vom Sekretariat Sozialer Studentenarbeit, 8.) (Preis 1 *M.*) *

Nils Ekholm. Das Wetter auf der Nordsee während der ersten Hälfte vom Juni 1911. — Einige Wünsche betreffs der meteorologischen Beobachtungen zukünftiger hydrographischer Expeditionen. Copenhagen 1913. 33 p. illus. 8^0. (Internat. council for the explor. of the sea. Publications de circonstance 64.)

Leonard Hill and others. The influence of the atmosphere on our health and comfort in confined and crowded places. Washington 1913. [11], 96 p. 8⁰. (Smithsonian misc. coll., **60**, 23. Publication 2170.)

W. Koeppen. Einheitliche Thermometeraufstellung für meteorologische Stationen zur Bestimmung der Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit (Schluß). Met. ZS. **30**, 11, 513—523, 1913.

Dr. **Johannes Schubert.** Graphische Darstellung meteorologischer Werte. Met. ZS. **30**, 11, 545—546, 1913.

C. Runge und **Fritz Emde.** Rechnungsformular zur Zerlegung einer empirisch gegebenen periodischen Funktion in Sinuswellen. Mit erläuterndem Text (von C. Runge). 8⁰. 13 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Preis für je 10 Formulare mit erläuterndem Text 3 ℳ.) Ref. R. Süring. Met. ZS. **30**, 11, 575, 1913.

J. W. Sandström. Eine meteorologische Forschungsreise in dem schwedischen Hochgebirge. Kungl. svenska vetenskapsakademiens handlingar **50**, Nr. 9.

Franz Linke. Zur Methodik der Reduktion von meteorologischen Autographenaufzeichnungen. Met. ZS. **30**, 11, 569—570, 1913.

R. C. Mossman. Southern hemisphere seasonal correlation (Fourth article). Symons's Met. Mag. London. August. 119—124. 1913.

Gottfried Karl Franz. Die Phänologie des Winterroggens in Niederland, Schleswig-Holstein und Mecklenburg. Halle a. d. S. 1913. 83 p., 4 Taf. 8⁰. (Aus Arch. d. Ver. d. Freund. d. Naturgesch. in Mecklenburg **67**.)

E. Ihne. Phänologische Mitteilungen. Jahrgang 1912. Darmstadt 1913. 43 S. 8⁰.

Krieg und Wetter. Met. ZS. **30**, 11, 568—569, 1913.

Franz Linke. Die meteorologische Ausbildung des Fliegers. Ref. R. Süring. Met. ZS. **30**, 10, 574, 1913.

V. Láska. Zur Korrelation. Met. ZS. **30**, 11, 558—560, 1913.

A summary of the weather for the past autumn, issued by the Meteorological Office. Nature **92**, 2302, 431, 1913.

Kaltwettereinbrüche im tropischen Südamerika. Met. ZS. **30**, 11, 572, 1913.

Meteorology and geophysics at the British Association. Nature **92**, 2302, 436—437, 1913.

C. F. Marwin. Weather map of the northern hemisphere. Washington 1914.

J. Jones. Note on the weather at Point Reyes Light, Cal., Month. Weather Rev. **41**, 7, 1091, 1913.

J. R. Sutton. A preliminary survey of the meteorology of Kimberley. Roy. soc. of South Africa. Transact. **3**, 2, 205—229, 1913.

J. P. Koch. Kaptain Kochs Rapport fra Prøven. (Den danske Ekspedition til Droning Louises Land og tvaers over Nordgrønlands Inlandeis 1912/13). Copenhagen 1913. 8⁰. 4 Bl., 4 Karten. *

Axel Wallen. Flerariga variationer hos vattenstandet i Mälaren, Nederbörden i Uppsala och lufttemperaturen i Stockholm. Meddelanden fran hydrografiska byrän. 4. Stockholm 1913.

Radio-telegraphy and clouds. Electrical world, New York, **62**, 411, 1913.

A. H. Taylor. Wireless and weather. Electrical world. New York, **62**, 425—427, 1913.

Mauley-Bendall. Le service météorologique des États-Unis. (The United States Weather Bureau.) Bordeaux 1913. 8⁰. 55 S. *

Felix M. Exner. Über monatliche Witterungsanomalien auf der nördlichen Erdhälfte im Winter. Wien 1913. 8⁰. 76 S. S.-A. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. in Wien, Math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, Juni 1913.

E. Mylius. Offenbarungen aus den Wolken. Stuttgart, Über Land und Meer, 1913, Nr. 42, S. 1150—1152. Fol.

Resultate der meteorologischen Beobachtungen zu Pasuruan auf Java in den Jahren 1909 und 1910. Met. ZS. **30**, 11, 555—557, 1913.

Meteorologische Beobachtungen im Innern von Süd-China. Met. ZS. **30**, 11, 552—553, 1913.

Resultate der meteorologischen Beobachtungen im Jahre 1912 zu Berkley. Met. ZS. **30**, 11, 551—552, 1913.

Angenheister. Resultat der meteorologischen Beobachtungen am Samoa-Observatorium im Jahre 1912. Met. ZS. **30**, 11, 571, 1913.

Jahrbücher der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Offizielle Publikation. Jahrgang 1911. Neue Folge. **48**. Wien 1913.

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1912. Hessen. 12. Jahrgang. Herausgegeben vom Großherzoglichen Hydrographischen Bureau. Bearbeitet von Prof. Dr. G. Greim. Darmstadt 1913.

Benno Meyermann. Resultate der meteorologischen Beobachtungen in Tsingtau aus den Jahren 1898 bis 1908 (Tsingtau 1912]. 2 S., 1 Fig.; 40 S., 12 Fig. 8⁰. *

Annual report of the meteorological and seismological observations, for 1912. Migusawa 1913 [2], 38 p. 4⁰.

Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen auf dem Tsukubasan im Jahre 1910. Herausgegeben von dem Meteorologischen Zentralobservatorium, Tokio 1913. 4⁰. 2 Bl., 129 S., 1 Bl.

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1911. Aachen. Herausgegeben im Auftrage der Stadtverwaltung von P. Polis. Jahrgang XVII. Karlsruhe 1913. 4⁰. 30 S.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Die Temperatur der oberen Atmosphäre Met. ZS. **30**, 11, 551, 1913.

Wm. R. Blair. Free air data at Mount Weather, Va., for January, February and March, 1913. Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 2, 40—60, 1913.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Raimund Nimführ. Grundlagen der Physik des Fluges. Wien und Leipzig 1913. 8⁰. VII, 106 S. (Preis 4 ℳ.) *

Advisory committee on the Langley aerodynamical laboratory. Washington 1913. [II], 5 p. 8⁰. (Smithson, misc. coll. **62**, 1. Publication no 2227.)

Swan, Hunter and **Wigham Richardson,** Ltd. (The builders.) Account of the motor ship Arun. The Engineer for December 5. Ref. Nature **92**, 2302, 434, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

K. Kähler. Registrierungen des Emanationsgehalts der Bodenluft in Potsdam mit dem Benndorf-Elektrometer. Phys. ZS. **15**, 27—31, 1914.

J. R. Wright und **O. F. Smith.** Eine Bestimmung der Änderung des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation mit der Höhe. Phys. ZS. **15**, 31—39, 1914.

J. S. Owens. Measuring atmospheric pollution. Nature **92**, 2302, 437, 1913.

2 C1. Lufttemperatur.

J. v. Hann. Korrektion des Mittels der täglichen Extreme auf ein wahres Mittel für die Stadt Mexiko. Met. ZS. **30**, 11, 549—550, 1913.

E. Gold and **F. J. W. Whipple.** Curves of frequency of temperature for Kew and Valencia observatories. Nature **92**, 2302, 437, 1913.

Eduard Mazelle. Die stündliche Veränderlichkeit der Temperatur im Tageslaufe und die tägliche Periode der Temperatur. Nach den Thermographenaufzeichnungen am k. k. maritimen Observatorium in Triest. S.-A. aus dem 40. Bande der Denkschr. der math.-nat. Kl. d. kais. Akad. d. Wiss. Wien 1913.

J. R. Sutton. A note concerning the physical significance of the mean diurnal curve of temperature. Roy. soc. of South Africa. Transact. **3**, 2, 187—194, 1913.

Gustav Swoboda. Über die Ursachen der sommerlichen Hitze im Jahre 1911. Prag 1913. 8⁰. S.-A. Lotos, Naturwiss. ZS. **61**, S. 147—152, 1913.

Osc. v. Johansson. Dämpfende Wirkungen des Schnees und Eises auf die Lufttemperatur. Helsingfors 1913. 8⁰. 64 S. (Öfversigt af Finska Vetenskaps-Soc. Förhandl. **55**, 1912/13, Afd. A. No. 11.)

J. J. Craig. The effect of the Mediterranean Sea on the temperature in Egypt. Cairo sc. journ. **7**, 103—110, 1913.

Alfred J. Henry. Vertical temperature gradients between Mount Weather Va. and valley stations. Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 2, 35—37, 1913.

C. Kassner. Zum strengen Frost von 1709. Met. ZS. **30**, 11, 554—555, 1913.

2 C2. Strahlung.

J. P. van der Stok. On the relation between the cloudiness of the sky and the duration of sunshine. Proc. Amsterdam **16**, 507—521, 1913.

Sonnenscheindauer in New York. Met. ZS. **30**, 11, 550, 1913.

P. A. Curry. Sunshine in the summer of 1912. Cairo sc. journ. **7**, 111—115, 1913.

2 D. Luftdruck.

J. v. Hann. Änderung der Größe der Luftdruckschwankungen mit der Höhe. Met. ZS. **30**, 11, 561—562, 1913.

Köppen. Luftdruckschwankungen in der Höhe und am Erdboden. Met. ZS. **30**, 11, 562—563, 1913.

F. M. Exner. Über Luftdruckschwankungen in der Höhe und am Erdboden. Met. ZS. **30**, 11, 563—564, 1913.

J. v. Hann. Druckschwankungen in der Höhe und am Boden. Met. ZS. **30**, 11, 564—565, 1913.

J. v. Hann. Bemerkungen über die Beziehungen zwischen den unperiodischen Luftdruckschwankungen und den Temperaturschwankungen. Met. ZS. **30**, 11, 523—533, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

Windstärke und Windrichtung in verschiedenen Höhen. Met. ZS. **30**, 11, 550, 1913.

V. H. Spencer. Severe storm at Dubuque., Iowa. Month. Weather Rev. **41**, 8, 1181, 1913.

Oliver L. Fassig. Hurricanes of the West Indies. Washington 1913. 4⁰. 28 S., 25 Tafeln. (U. S. Department of Agriculture. Weather Bureau Bulletin X.) Ref. R. Süring. Met. ZS. **30**, 11, 573—574, 1913.

G. N. Salisbury. Windstorm at Seattle, Wash. Month. Weather. Rev. **41**, 7, 1105—1118, 1913.

J. H. Kimball. Local storms of July 19, 1913 in Virginia. Month. Weather Rev. **41**, 7, 981—994, 1913.

J. M. Kirk. Destructive storms of July 13—14, 1913, in Ohio. Month. Weather Rev. **41**, 7, 996—1010, 1913.

V. Conrad. Föhn in Klagenfurt. Met. ZS. **30**, 11, 557—558, 1913.

A. Defant. Wasserhosen auf dem Achensee. Met. ZS. **30**, 11, 571—572, 1913.

B. Melvill Jones. The measurement of wind velocity. Aeron. journ. **17**, 191—198, 1913.

Milan Marakovic. Studien über die Bora. I. Teil. Sarajewo 1913. 8⁰. 39 S., 5 Taf. S.-A. Zur Kunde der Balkanhalbinsel. I. Reisen und Beobachtungen. Heft 18.

Clemens Hess. Über die Entstehung der Trombe von Schönenbaumgarten am 19. Juli 1912. Frauenfeld 1913. [11], 33 p. 4⁰. (Beilage zum Programm der Thurg. Kantonschule für das Schuljahr 1912/13.

2 F. Wasserdampf.

J. Westman. Beobachtungen über den Wasseraustausch zwischen der Schneedecke und der Luft im mittelschwedischen Tieflande. Meddedeelanden fran hydrografiska Byrän, 5. Stockholm 1913.

Lyman J. Briggs and **J. O. Belz.** Evaporation in the great plains and intermountain districts as influenced by the haze of 1912. Washington acad. of sc. **3**, 381—386, 1913.

2 G. Niederschläge.

Prof. **J. W. Gregory.** Is the earth drying up? Ref. Nature **92**, 2302, 435, 1913.

W. Köppen. Angabe der monatlichen Regenmengen. Met. ZS. **30**, 11, 544—545, 1913.

R. B. Dole. Geological Survey. Communicated by F. Clarke. Note on the chlorine content of rain water at Tortugas, Fla. J. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 1, 3—4, 1914.

Paul Descombes. Les forêts et les pluies. La Nature, Paris **41**, 205—206, 1913.

Carl Salter. The wettest summer in England and Wales. British Rainfall, London, **52**, 48—55, 1912.

Joel D. Justin. Derivation of run-off from rainfall data. Amer. soc. of civil engineers, New York, **39**, 1211—1228, 1913.

A 75-year record of rainfall. St. Paul, Minn. Engineer. news, New York, **70**, 514—515, 1913.

I. M. Cline. The drought of the Meramec, Arkansas, and Red River drainage basins, summer of 1913. Month. Weather Rev. **41**, 8, 1211—1225. 1913.

W. P. Stewart. Midsummer showers at Galveston, Tex. Month. Weather Rev. **41**, 1225—1234, 1913.

Excessive precipitation. July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1127—1130; 8, 1282—1284, 1913.

W. M. Wilson. Drought of 1913 in New York. Month. Weather Rev. **41**, 8, 1133—1145, 1913.

E. D. Coberly. Dry periods in Louisiana. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1051—1068, 1913.

Excessive rains in Hunt County, Tex. Mounth. Weather Rev. **41**, 7, 1069, 1913.

O. Schlagintweit. Niederschlagsverhältnisse und Vergletscherung in der nordperuanischen West-Kordillere. Met. ZS. **30**, 11, 572—573, 1913.

J. I. Craig. Außerordentlicher Regenfall auf Ceylon. Met. ZS. **30**, 11, 560—561, 1913.

K. Sapper. Regenfall in Guatemala. Met. ZS. **30**, 11, 572, 1913.

J. v. Hann. Regenfall in Westaustralien. Met. ZS. **30**, 11, 553—554, 1913.

The great rainstorm of August 25th—26th, 1912. British rainfall, London, **52**, 28—47, 1912.

B. Sresnewsky. Bericht über die Ergebnisse der Beobachtungen für das Liv-Est-Kurländische Regenstationennetz. 25 jährige Mittelwerte der Niederschlagsmenge, Anzahl der Niederschlagstage und Temperatur für den Zeitraum 1886—1910. [Dorpat 1913] IX, 64 S., 2 Taf. 8⁰. Herausgegeben von der Kaiserl. Livländischen Gemeinnützigen und Ökonom. Soc.

Die Niederschläge in den österreichischen Flußgebieten. Lieferung I. Das Donau- und das Marchgebiet. Beilage: Je eine Isohyetenkarte der Donau und der March für die Periode 1876—1900 im Maßstab 1 : 750 000. Wien 1913. 4⁰. VII, 220 S., 2 Karten. (Beiträge zur Hydrographie Österreichs. Herausgegeben vom Hydrographischen Zentralbureau im k. k. Ministerium für öffentliche Arbeiten. X. Heft.)

Gilbert T. Walker. Monthly and annual normals of number of rainy days. Calcutta 1913. 4⁰. (Memoirs of the Indian Meteorological Department **22**, 2, 203—403.)

Wm. Gardner Reed. The rainfall of Berkely, California. Berkely 1913. 4⁰. S.-A. University of California Publications in Geogr. **1**, 2, 63—79.

A. G. Mc Adie. Die Beziehung zwischen Regenmenge und Milchertrag. Met. ZS. **30**, 11, 545, 1913.

W. Godden. The genesis of dew. Symons's Met. Mag. **48**, 573, 163, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

G. C. Simpson. Potential gradient at Simla, India. Calcutta 1913. Fol. 1 Bl., 4 S., 2 Taf. (Memoirs of the Indian Meteor. Department **21**, 6.)

Gewitter im September in Nord-Steiermark. Met. ZS. **30**, 11, 562, 1913.

P. C. Day. Thunderstorm of July 30, 1913, at Washington D. C. Month. Weather Rev. **41**, 7, 969—980, 1913.

W. A. Mitchell. Severe thunderstorm at Macon. Month. Weather Rev. **41**, 8, 1146, 1913.

E. W. Bliss. Thunderstorm statistics of Egypt. Cairo sc. journ. **7**, 130—132, 1913.

A. J. Jex-Blake. Death by electric currents and by lightning. The Goulstonian lectures for 1913, delivered before the Royal college of physicians of London. London 1913. [VI] 55 p. (Repr. from: Brit. med. journ. March, 1913.)

Schwarz. La formation des orages dans les régions montagneuses de l'Afrique occidentale française. Geogr. Paris **27**, 208—210, 1913.

F. Neesen. Der Blitzableiter. Naturwissensch. Berlin **1**, 828—851, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

Avicennas Lehre vom Regenbogen nach seinem Werk al Schifâ von M. Horten. Mit Bemerkungen von E. Wiedemann. Met. ZS. **30**, 11, 533—544, 1913.

Herbert H. Kimball. A change in skylight polarization. Bull of the Mount Weather Obs. **6**, 2, 38—39, 1913.

H. H. Kimball. A return to normal atmospheric transparency. Journ. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 2, 17—25, 1914.

Giovanni Platania. Osservazioni dei punti neutri della polarizazione atmosferica eseguite in Catania nel 1912. Soc. spettroscop. ital. Mem. (2) **11**, 137—142, 1913.

Wilhelm Hillers. Photographische Aufnahmen einer mehrfachen Luftspiegelung. Phys. ZS. **14**, 718—719, 1913.

K. Stuchtey. Aufnahmen von hellen Ringen um den Ballonschatten und deren künstliche Nachbildung. Met. ZS. **30**, 11, 565—568, 1913.

R. Langton Cole. Distance of the visible horizon. Nature **92**, 2302, 425, 1913.

Wilhelm Hillers. Bemerkung über die Abhängigkeit der dreifachen Luftspiegelung nach Vince von der Temperaturverteilung. Phys. ZS. **14**, 719—723, 1913.

H. H. Martin. Mock suns. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1069—1077, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Synoptische Darstellungen atmosphärischer Zustände. Jahrgang 1910. Heft 2. Zustand der Atmosphäre über Europa am 2., 3., und 4. Februar 1910. Leipzig 1913. 3 Bl., 41 Karten. (Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univers. Leipzig, herausgegeben von dessen Direktor V. Bjerknes.)
Warmer NE-Wind aus einem Barometermaximum. Met. ZS. **30**, 11, 570—571, 1913.

2 L. Dynamische Meteorologie.

Osc. V. Johansson. Über Entstehung und Wirkungen absteigender Luftströme. Helsingfors 1913. 4⁰. 122 S. (Acta Societatis Scientiarum Fennicae. Tom. 44, Nr. 1.)
S. Sano. Some problems on waves propagating in air at an uniform temperature. Bull. of the Central Met. Obs. of Japan **2**, 2, 157—219, 1913.
Clemens Hess. Die Entstehung der Tromben aus Luftwogen. [Frauenfeld 1913]. 23 S. 8⁰. (Sonderabdruck aus dem 20. Heft „Mitt. d. thurg. naturf. Ges.")

2 M. Praktische Meteorologie.

Albert Defant. Das Wetter und seine auf wissenschaftlicher Grundlage beruhende Vorhersage. (Lichtbildervortrag Nr. 143.) Wien (1913). 8⁰. 24 S. *
Albert Nodon. L'état actuel des nos connaissances sur la prévision du temps. Dax, 1913. 15 p. 8⁰.
C. F. La Saint-Médard et les quarante jours de pluie. Astronomie, Paris, **27**, 405—406, 1913.
Weather, forecasts, and warnings for the months July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1118—1120; 8, 1273—1275, 1913.
A. G. Mc Adie. Forecasting the water supply in California. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1092, 1913.
A. O. Walker. Weather fallacies. Symons's Met. Mag. for October and November. Ref. Nature **92**, 2302, 488, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

B. F. E. Keeling. The normal barometer at Helwan. Cairo sc. journ. **7**, 121—128, 1913.
B. F. E. Keeling. The thermometric standard of the Khedivial observatory. Cairo sc. journ. **7**, 153—156, 1913.
F. J. B. Cordeiro. The gyroscope. New York and London 1913. 8⁰. VII, 105 S. (Preis 1,50 ℳ.) *
The „Seathwaite" pattern of rain gange. British rainfall, London, **52**, 56—58, 1912.

2 P. Klimatologie.

J. v. Hann. Klima von Montevideo. Met. ZS. **30**, 11, 547—549, 1913.
Bernhard Berliner. Beiträge zur Physiologie der Klimawirkungen. IV. Experimentalpsychologische Untersuchungen über die Wirkung des Seeklimas. ZS. f. Balneol., Berlin, **6**, 275—280, 1913.
Raoul Gautier. Quelques anomalies climatologiques à Genève. Hivers chauds, années très humides et très sèches. Genève 1911. 8⁰. S.-A. Globe, Tome L, Memoires, p. 33—38. 1 Taf.
J. Edwards-Moss. The climate of Torquay. Symons's Met. Mag. **48**, 573, 164, 1913.
Condensed climatological summary. July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1123—1124; 8, 1278—1279, 1913.

Climatological data U. S. Weather Bureau stations, July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1124—1127; 8, 1279—1282, 1913.
Canadian climatological data. July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1130; 8, 1284, 1913.
Climatological summary for 12 districts. July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 968—1117; 8, 1132—1272, 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Dr. **Wilhelm Schweydar.** Harmonische Analyse der Lotstörungen durch Sonne und Mond. Veröffentl. d. königl. preuß. geodät. Inst. Neue Folge. Nr. 59. Potsdam. Druck und Verlag von B. G. Teubner in Leipzig, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Frank A. Perret. The Diagrammatic Representation of Volcanic Phenomena. Sill. Journ. (4) **37**, 48—56, 1914.
Henry S. Washington. Some lavas of Monte Arci, Sardinia. Amer. Journ. Sc. (4) 1913. Ref. H. S. W. Journ. of the Washington Acad. of. Sc. **4**, 1, 5, 1914.

3 F. Erdbeben.

Rev. **W. O'Leary,** S. J. The sources of disturbance of seismometers which are specially sensitive to convection currents. Nature **92**, 2302, 437, 1913.
Rev. **H. V. Gill,** S. J. The distribution of earthquakes in space and time. Nature **92**, 2302, 437, 1913.
K. Hasegawa. On the barometric gradient as a secondary cause of earthquakes. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) **7**, 10, 181—185, 1913.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

W. A. Jenkins. On a new method of determining the horizontal intensity of the earth's magnetic field. Philosph. Mag. **26**, 154, 752—774, 1913.
Dr. **S. Chapman.** Investigation on the periodic variations of magnetic force. Nature **92**, 2302, 437, 1913.
Rev. **A. L. Cortie.** The connection between sun-spots and terrestrial magnetic disturbances. Nature **92**, 2302, 437, 1913.
George W. Walker. The Diurnal Variation of Terrestrial Magnetism. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 379—392, 1913.
P. Idrac. Sur les inégalités de la distribution du magnétisme terrestre. C. R. **157**, 1488—1490, 1913.
Alfred Angot. Valeur des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au Ier janvier 1914. C. R. **158**, 76—77, 1914.
Manley-Bendall. Le département du magnétisme terrestre de la Carnegie Institution de Washington. Rapport présenté à M. le ministre de l'instruction publique. Bordeaux 1913. 8°. 23 S. (Soc. d'océanogr. du Golfe de Gascogne.)
L. Vegard. Photographische Aufnahmen des Nordlichtspektrums mit einem Spektographen von großer Dispersion. Phys. ZS. **14**, 677—681, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Adolf Pahde. Meereskunde. Mit 3 farbigen Kartenbeilagen, 7 schwarzen Tafeln, 1 Porträtbeilage und 15 Abbildungen im Text. 190 S. Leipzig, Druck und Verlag von Philipp Reclam jun., ohne Jahreszahl. (Bücher der Naturwissenschaften, herausgegeben von Siegmund Günther, 20. Bd.) *

Dr. **Vaughan Cornish.** Simple method of determining the period of waves at sea. Nature **92**, 2302, 437, 1913.

H. Pettersson. Long periodical variations of the tide-generating force. Copenhague 1913. 8⁰. 23 S. (Conseil permanent international pour l'exploration de la mer. — Publications de circonstance, Nr. 65).

L. Marini. Il servizio meteorologico sulle navi mercantili. Genova 1913, 4⁰. 10 S., 4 Bl. S.-A. Annali Idrografici **9**, Anno 1913—1914.

C. W. Waldner, H. C. Dickinson, and **J. J. Crowe.** Observations on ocean temperatures in the vicinity of icebergs and in other parts of the ocean. Washington acad. of sc., Baltimore, **3**, 405—412, 1913.

Austin H. Clark. The circulation of the abyssal water of the oceans. Journ. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 1, 1—3, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

H. Ikeuti. Radioactivity of the hot springs at Ysina Idu. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) **7**, 10, 176—178, 1913.

H. Ikeuti. Radioactivity of the hot spring at Akakura and Tubame Etigo. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) **7**, 10, 178—181, 1913.

W. K. Bormann. Development of water power in Wisconsin and the relation of precipitation to stream flow (with 2 charts). Month. Weather Rev. **41**, 7, 1020—1033, 1913.

J. J. Craig. The rains of the Nile Basin and the Nile flood of 1911. Cairo 1913. 8⁰. 4 Bl., 110 S., 9 Taf. (Survey Dep. Paper, Nr. 27.)

N. R. Taylor. Notes on the rivers of the Sacramento and San Joaquin Valley. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1092; 8, 1249, 1913.

Lake levels, July 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1011—1019, 1913.

Lake levels, August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 8, 1172—1180, 1913.

French hydrology. Ref. B. C. Nature **92**, 2302, 436, 1913.

Rivers and floods, July and August 1913. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1120—1121; 8, 1375—1376, 1913.

T. R. Reed. Annual rise of the Columbia river. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1103, 1913.

E. L. Wells. Flood at Boise, Idaho. Month. Weather Rev. **41**, 7, 1104, 1913.

H. E. Hurst. The Nile flood of 1913. Nature **92**, 2302, 424—425, 1953.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

R. M. Deeley and **P. H. Parr.** The Hintereis Glacier. Phil. Mag. (6) **27**, 153—176, 1914.

The truth about the iceberg peril. (Abstr. of rep. by captain of the „Senaca".) Sc. Amer. New York, p. 106. 1913 August.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

13. Jahrg. **28. Februar 1914.** **Nr. 4.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 4 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 12. Februar 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Émile Borel. Introduction géométrique à quelques théories physiques. VII u. 137 S. Paris, Gauthier-Villars, 1914. (Preis 5 fr.) *

J. H. Poynting and **J. J. Thomson.** A Textbook of physics: electricity and magnetism. Parts 1 and 2. Static electricity and magnetism. 360 S. London, C. Griffin, 1914. (Preis 10 s. 6 d.) *

William Ramsay. Aristotle's Physics. Nature **92**, 606, 1914.

Oliver Lodge. Aristotle's Physics. Nature **92**, 606, 1914.

Konen. Fünfte Konferenz der Internationalen Vereinigung für Sonnenforschung (International Union for Cooperation in Solar Research) in Bonn, 30. Juli bis 5. August 1913. Phys. ZS. **15**, 163—166, 1914.

G. v. Hevesy. Bericht über die Verhandlungen der British Association in Birmingham. ZS. f. Elektrochem. **20**, 88—93, 1914.

K. Strecker. Formel- und Einheitszeichen. Phys. ZS. **15**, 113—114, 1914.

J. P. Kuenen. Die Verleihung des Nobelpreises für Physik an Professor Heike Kamerlingh Onnes-Leiden. ZS. f. kompr. u. fl. Gase **16**, 1—6, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Otto Pommer. Physik und philosophische Propädeutik. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 8—18, 1914.

A. Hartwich. Die Schaukel und das zweite Keplersche Gesetz. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 27—31, 1914.

O. Gründler. Erzeugung stehender Wellen an gespannten Fäden mit Hilfe des Wechselstroms. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 36—37, 1914.

M. Schreiber. Zur experimentellen Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Gasen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 34—36, 1914.

E. Mannheimer. Ein einfacher Apparat zur Bestimmung der Verbrennungswärmen für Schülerübungen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 40—41, 1914.

Bruno Thieme. Versuche mit Flammen an elektrischen Leitungen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 37—39, 1914.

E. Grimsehl. Schülerübungen aus dem Gebiete der Elektrostatik. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 1—8, 1914.

Teege. Eine statische Methode zur Bestimmung der Direktionskraft eines Magneten. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 19—27, 1914.

Verschiedene Methoden der Spiegelablesung an Meßinstrumenten. ZS. f. Feinmech. **22**, 25—26, 1914.

A. Gerassimow. Über die Erzielung konstanter Temperaturen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. T., 1668—1674, 1913. (Russisch.)

3. Maß und Messen.

P. Pizzetti. Della probabilità nelle prove ripetute. Lincei Rend. (5) **23** [1], 21—24, 1914.

Ch. Ed. Guillaume. Les récents progrès du système métrique. Rapport présenté à la cinquième conférence générale des Poids et Mesures réunie à Paris, en octobre 1913, 118 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

Alfred Grube. Über die widerspruchsvolle Darstellungsweise der gegenwärtigen Mechanik. Ein Beitrag zur Klärung der Streitfrage „Kilogramm-Kraft oder Kilogramm-Masse“. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 63—65, 1914.

K. Schreber. Kilogramm-Kraft und Kilogramm-Masse. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 39—40, 1914.

Maurice Billy. Méthode simple pour déterminer la densité des poudres minérales. Journ. de phys. (5) **3**, 974—977, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Umberto Crudeli. Criterî di stabilità per moti stazionarî di prima specie. Lincei Rend. (5) **22** [2], 642—645, 1913.

R. Bricard. Sur un mouvement doublement décomposable. C. R. **158**, 110—112, 1914.

G. Jaumann. Feststellung einer Priorität in der Gravitationstheorie. Phys. ZS. **15**, 159—160, 1914.

Marcel Grossmann. Définitions, Méthodes et Problèmes mathématiques relatifs à la théorie de la gravitation. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 13—19, 1914.

Gustav Mie. Bemerkungen zu der Einsteinschen Gravitationstheorie. Phys. ZS. **15**, 115—122, 1914.

Albert Einstein und **Marcel Grossmann.** Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 225—261, 1914.

A. Einstein. Bases physiques d'une théorie de la gravitation. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 5—12, 1914.

Pilo Predella. Sulla struttura dello spazio. Rend. Lomb. (2) **46**, 1045—1054, 1913.

G. Dimner. Die Relativitätstheorie. Elektrot. u. Maschinenbau **32**, 76—84, 1914.

Peter Field. On Constrained Motion. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 309—319, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

L. N. G. Filon. The temperature variation of the photo-elastic effect in strained glass. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 649—650, 1914.

6. Hydromechanik.

R. Förster. Über Flüssigkeitsstrahlen, deren Formen Drehungskörper sind. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 319—327, 1914.

T. H. Havelock. Ship Resistance: The Wave-making Properties of Certain Travelling Pressure Disturbances. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 489—499, 1914.

Umberto Cisotti. Sulle onde semplici di tipo permanente e rotazionale. Rend. Lomb. (2) **46**, 917—925, 1913.

O. Faust. Die innere Reibung von Flüssigkeiten unter hohem Druck. ZS. f. phys. Chem. **86**, 479—495, 1914.

T. E. Stanton and **J. R. Pannell.** Similarity of motion in relation to the surface friction of fluids. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 650, 1914.

7. Kapillarität.

H. Labrouste. Couches monomoléculaires; nouveaux procédés d'observation. Soc. Franç. de Phys., Nr. 51, 9—10, 1914.

Ralph Palliser Worley. The Surface Tension of Mixtures. Part I. Mixtures of Partly Miscible Liquids and the Influence of Solubility. Journ. Chem. Soc. **105**, 260—272, 1914.

Ralph Palliser Worley. The Surface Tension of Mixtures. Part. II. Mixtures of Perfectly Miscible Liquids and the Relation between Their Surface Tensions and Vapour Pressures. Journ. Chem. Soc. **105**, 273—282, 1914.

W. Kistiakowski. Über die Gesetzmäßigkeit betreffend die kapillare Steighöhe. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. T., 782—801, 1913. (Russisch.)

8. Aeromechanik.

Victor Vâlcovici. Sur les mouvements fluides à tourbillon constant. C. R. **158**, 169—171, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Georges A. Le Roy. Agrandissement ou réduction des phonogrammes. C. R. **158**, 175—177, 1914.

Anton Lampa. Über ein Vibroskop. Wien. Anz. 1914, 30.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

O. Hönigschmid. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LVI. Revision des Atomgewichtes des Urans durch Analyse des Uranobromids. Wien. Anz. 1914, 36—39.

F. W. Clarke. Columbium versus niobium. Science (N. S.) **39**, 139—140, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Nilratan Dhar. Verbindung des gelösten Körpers und des Lösungsmittels in der Lösung. ZS. f. Elektrochem. **20**, 57—81, 1914.
Arrigo Mazzucchelli. Su l'indice di rifrazione dei miscugli binarî. (Replica al sig. Schwers.) Lincei Rend. (5) **22** [2], 691—697, 1913.
A. Hantzsch. Über das kolorimetrische Verdünnungsgesetz. Lieb. Ann. **398**, 379—384, 1913. [Beibl. **38**, 169, 1914.
Harry C. Jones. Evidence bearing on the solvate theory of solution. Journ. Franklin Inst. **176**, 479—564, 677—710, 1913.
G. Ciamician. Sulle proprietà dell' iodio come solvente crioscopico. Lincei Rend. (5) **22** [2], 697—702, 1913.
U. Pratolongo. La cianamide quale solvente crioscopico. Lincei Rend. (5) **22** [2], 716—720, 1913.
B. Weinberg. Über die innere Reibung binärer Systeme. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. Tl., 701—706, 1913. (Russisch.)
E. Korreng. Kristallographische und thermische Untersuchung von binären Systemen aus Thallochlorid und Chloriden zweiwertiger Metalle. Neues Jahrb. f. Min. **37**, Beil.-Bd., 51—124, 1914.
N. Puschin und **A. Baskow.** Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen von Kupfer und Zinn. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges., chem. T., 746—752, 1913. (Russisch.)
Alfred Schulze und **Heinrich Hock.** Zur Theorie der binären Gemische. Die Gemische: Benzol—Äthylenchlorid und Benzol—Stannichlorid. ZS. f. phys. Chem. **86**, 445—457, 1914.
Mme. **Demassieux.** Étude de l'équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorure de potassium en solution aqueuse. C. R. **158**, 183—184, 1914.
F. A. H. Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. XI. Proc. Amsterdam **16**, 597—609, 1913.
Käthe Sudhaus. Über die Gleichgewichte der Doppelsalze von Cadmiumchlorid—Natriumchlorid und Cadmiumchlorid—Kaliumchlorid mit ihren wässerigen Lösungen. Neues Jahrb. f. Min. **37**, Beil.-Bd., 1—50, 1914.
F. R. Newman. Experiments on emulsions. Journ. phys. chem. **18**, 34—54, 1914.
William Hughes Perkins. The Porosity of Iron. Journ. Chem. Soc. **105**, 102—106, 1914.
A. Rakowski. Über die Adsorption. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. T., 7—21, 1913. (Russisch.)
Franz Halla. Bemerkungen zur Sorption von Wasserstoff durch Palladium. ZS. f. phys. Chem. **86**, 496—505, 1914.
Wilder D. Bancroft. Osmotic pressure and moist air. Journ. phys. chem. **18**, 67—69, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

Carl Drucker. Das Dissoziationsschema ternärer Elektrolyte. (Zusatzbemerkung.) ZS. f. Elektrochem. **20**, 83—84, 1914.
A. Smits. The application of the theory of allotropy to electromotive equilibria. Proc. Amsterdam **16**, 699—710, 1913.
J. Canac et **E. Tassilly.** Sur le nickelage de l'aluminium. C. R. **158**, 119—121, 1914.
A. Sachanow. Anomale Änderung der Leitfähigkeit. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. T., 102—136, 1913. (Russisch.)
W. Plotnikow und **W. Robotjan.** Über die elektrische Leitfähigkeit der Lösungen von Jod in Brom. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. T., 193—199, 1913. (Russisch.)

A. Doroschewski und **S. Dworschantschik.** Über die Verwendung von Leitfähigkeitsbestimmungen zur Analyse natürlicher Wässer. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, chem. T., 1489—1528, 1913. (Russisch.)

Max Le Blanc. The phenomena of passivity. A contribution to General Discussion on „The Passivity of Metals" held before the Faraday Soc., Nov. 12, 1913. [Chem. News **109**, 63—65, 1914.

4. Photochemie.

Victor Henri et **Marc Landau.** Sur l'application de la spectroscopie à l'étude des équilibres chimiques. Les systèmes formés par l'acide oxalique et les sels d'uranyle. C. R. **158**, 181—183, 1914.

5. Thermochemie.

J. N. Brönsted. Zur Thermodynamik der Calciumwasserstoffbildung. ZS. f. Elektrochem. **20**, 81—83, 1914.

F. Viala. Etude thermique et cryoscopique des mélanges de benzène et d'alcool éthylique. Bull. soc. chim. (4) **15**, 5—11, 1914.

R. Marcelin. Expression des vitesses de transformation des systèmes physico-chimiques en fonction de l'affinité. C. R. **158**, 116—118, 1914.

F. Olivari. Sulle proprietà dell' iodio come solvente crioscopico. Lincei Rend. (5) **23** [1], 41—45, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

G. Friedel. Sur les structures cristallines mises en évidence par la diffraction des rayons Röntgen. C. R. **158**, 130—131, 1914.

Ernst Cohen und **W. D. Heldermann.** The Allotropy of Copper. Proc. Amsterdam **16**, 628—632, 1913.

Ernst Cohen. The metastability of the metals in consequence of allotropy and its significance for Chemistry, Physics and Technics. Proc. Amsterdam **16**, 632—634, 1913.

Edgar B. Wastell. Specific gravity differences. Chem. News **109**, 58, 1914.

W. Lawrence Bragg. The Analysis of Crystals by the X-ray Spectrometer. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 468—489, 1914.

Vera Schumoff Deleano. Über Schmelzversuche an Kalk- und Magnesiasilikaten. ZS. f. anorg. Chem. **84**, 401—430, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)
(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

W. M. Thornton. Influence of Conductivity on the Apparent Dielectric Constants of Liquids. Proc. Univ. of Durham Phil. Soc. **5**, 19—25, 1912/13. [Science Abstr. (A) **17**, 51—52, 1914.



4. Maße und Meßinstrumente.

Arthur Boltzmann. Die elektrischen Maße und Einheiten in historisch-kritischer Erörterung ihres Definitionswertes und der sie repräsentierenden internationalen Normale. Mitt. Techn. Versuchsanst. Wien **2**, H. 3, 24—38, H. 4, 49—74, 1913.

Rudolf Förster. Zur Theorie des Saitengalvanometers. Elektrot. ZS. **35**, 146—149, 1914.

J. H. Dellinger. High-frequency ammeters. S.-A. Bull. Bur. of Standards **10**, 91—159, 1913.

G. F. C. Searle. The comparison of nearly equal electrical resistances. Proc. Cambridge Phil. Soc. **17**, 340—350, 1914.

5. Apparate.

A. Tauleigne, F. Ducretet et **E. Roger.** Enregistrement graphique des radio-télégrammes. C. R. **158**, 112—115, 1914.

L. Bouthillon. Konstruktionsprinzip einer neuen, für Hochfrequenz geeigneten Generatortype. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 34—45, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. H. On the electrical resistance etc. (continued). VIII. The sudden disappearance of the ordinary resistance of tin, and the super-conductive state of lead. Proc. Amsterdam **16**, 673—688, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

R. J. Strutt. Attempts to Observe the Production of Neon or Helium by Electric Discharge. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 499—506, 1914.

O. W. Richardson. The origin of thermal ionisation from carbon. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 649, 1914.

O. W. Richardson. The Positive Ions from Hot Metals. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 507—524, 1914.

Henri Jaques Proumen. Über die Ionisation durch erhitzte Metalle. Bull. soc. chim. Belg. **27**, 295—300, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 326—327.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

W. Wien. Über eine von der elektromagnetischen Theorie geforderte Einwirkung des magnetischen Feldes auf die von Wasserstoffkanalstrahlen ausgesandten Spektrallinien. Berl. Ber. 1914, 70—74.

Frederick Soddy. The Chemistry of the radioelements. Part 2. The radioelements and the periodic law. London, Longmans, 1914. (Preis 2 s.)

Heinrich Mache und **Max Bamberger.** Über die Radioaktivität der Gesteine und Quellen des Tauerntunnels und über die Gasteiner Therme. Wien. Anz. 1914, 40—45.

Alexander Fleck. The Relation of Uranous Salts to Thorium. Journ. Chem. Soc. **105**, 247—251, 1914.

Jean Danysz. Sur les rayons β de la famille du radium. Journ. de phys. (5) **3**, 949—961, 1913.

R. D. Kleeman. On the Dependence of the Relative Ionisation in various Gases by β Rays on their Velocity, and its bearing on the Ionisation produced by γ Rays. Proc. Cambridge Phil. Soc. **17**, 314—320, 1914.

J. Joly, J. R. Cotter. The End-product of Thorium — A Suggestion. Nature **92**, 632, 1914.

Charles G. Barkla. Charakteristische Röntgenstrahlungen. 85. Vers. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913. Phys. ZS. **15**, 160—162, 1914.

Oliver Lodge. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 609, 1914.

J. W. Nicholson. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 630, 1914.

H. S. Allen. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 630—631, 1914.

F. A. Lindemann. Atomic Models and X-Ray Spectra. Nature **92**, 631, 1914.

W. H. Bragg. The X-ray spectra given by crystals of sulphur and quartz. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 649, 1914.

M. de Broglie. Sur la spectroscopie des rayons de Röntgen. C. R. **158**, 177—180, 1914.

M. de Broglie et **F. A. Lindemann.** Observation fluoroscopique par vision directe des spectres des rayons de Röntgen. C. R. **158**, 180—181, 1914.

Augusto Righi. La natura dei raggi X. S.-A. Scientia **15**, 1—10, 1914.

J. Kern. Zur Frage der Intensitätsverteilung in den Röntgenstrahlen-Interferenzphotographien. Phys. ZS. **15**, 136—140, 1914.

J. Laub. Über einige Erscheinungen beim Durchgang von harten Röntgenstrahlen durch Körper. Phys. ZS. **15**, 140—141, 1914.

W. Lawrence Bragg. The Analysis of Crystals by the X-ray Spectrometer. Proc. Roy. Soc. (A) **89**, 468—489, 1913.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

H. Kamerlingh Onnes and **Albert Perrier.** Magnetic researches. X. Apparatus for the general cryomagnetic investigation of substances of small susceptibility. Proc. Amsterdam **16**, 689—699, 1913.

T. Gnesotto e **M. Binghinotto.** Costanti magnetiche di amalgame di bismuto. S.-A. Atti di Veneto **72** [2], 1515—1527, 1913.

M. Ch. Eug. Guye et M[lle] **A. Albert.** Sur l'aimantation alternative aux fréquences élevées. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 20—36, 1914.

Tullio Gnesotto e **Virgilio Mattioli.** Il fenomeno Wiedemann in fili di Nichel. Ricerche sperimentali. S.-A. Atti di Veneto **72** [2], 1701—1726, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

E. Mathy. Induction de deux courants circulaires parallèles co-axial. Journ. de phys. (5) **3**, 970—974, 1913.

H. Rükop und **J. Zenneck.** Die Transformation eines Hochfrequenzstroms auf die dreifache Frequenz. Phys. ZS. **15**, 145—152, 1914.

Swyngedauw. Sur la résonance des harmoniques 3 des alternateurs triphasés. C. R. **158**, 113—116, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Franz Kiebitz. Anwendung des allgemeinen Gesetzes der magnetischen Koppelung. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 45—57, 1914.

Ferdinand Braun. Über den Ersatz der offenen Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 1—34, 1914.

Hans Riegger. Über den gekoppelten Empfänger. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 58—79, 1914.

P. Ludewig. Der Unterschied in der Reichweite einer Funkenstation bei Tag und bei Nacht. Die Naturwissenschaften **2**, 148—154, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

J. Stark. Weitere Resultate über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. Die Naturwissenschaften **2**, 145—148, 1914.

Antonio Lo Surdo. Sul fenomeno analogo a quello di Zeeman nel campo elettrico. Lincei Rend. (5) **22** [2], 664—666, 1913.

Antonio Lo Surdo. Über das elektrische Analogon des Zeeman-Phänomens. Phys. ZS. **15**, 122, 1914.

Antonio Garbasso. Theoretisches über das elektrische Analogon des Zeemanphänomens. Phys. ZS. **14**, 123, 1914.

Antonio Garbasso. Sopra il fenomeno di Stark-Lo Surdo. Lincei Rend. (5) **22** [2], 635—639, 1913.

H. Nagaoka and **T. Takamine.** Anomalous Zeeman Effect in Satellites of Mercury Lines. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 188—198, 1913.

W. Wien. Über eine von der elektromagnetischen Theorie geforderte Einwirkung des magnetischen Feldes auf die von Wasserstoffkanalstrahlen ausgesandten Spektrallinien. Berl. Ber. 1914, 70—74.

A. M. Tyndall und **G. W. White.** Die Eigenschaften von Selenblöcken. (The Properties of Selenium Blocks.) Phys. ZS. **15**, 154—155, 1914.

H. Deslandres et **L. d'Azambuja.** Étude précise du deuxième groupe de bandes de l'azote dans le champ magnétique. Reconnaissance de la nature des déplacements. C. R. **158**, 153—159, 1914.

Thomas Martin Lowry. The Rotatory Dispersive Power of Organic Compounds. Part IV. Magnetic Rotation and Dispersion in Some Simple Organic Liquids. Journ. Chem. Soc. **105**, 81—94, 1914.

Thomas Martin Lowry, Robert Howson Pickard, and **Joseph Kenyon.** The Rotatory Dispersive Power of Organic Compounds. Part V. A Comparison of the Optical and Magnetic Rotatory Dispersions in Some Optically Active Liquids. Journ. Chem. Soc. **105**, 94—102, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

R. W. Wood. Optique physique ouvrage traduit de l'anglais d'après la deuxième édition. Tome II. Etude des radiations. V u. 477 S. Paris, Gauthier-Villars, 1914. (Preis 18 fr.) •

E. Gehrcke. Über ein Modell zur Erklärung der Lichtemission. Phys. ZS. **15**, 123—127, 1914.

G. Green. Natural radiation from a gas. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 650, 1914.

H. L. Callendar. The Pressure of Radiation. Nature **92**, 629—630, 1914.

G. Krutkow. Aus der Annahme unabhängiger Lichtquanten folgt die Wiensche Strahlungsformel. Phys. ZS. **15**, 133—136, 1914.

T. Levi-Civita. Deduzione rigorosa di una relazione fondamentale nella teoria del calore raggiante. Lincei Rend. (5) **23** [1], 12—21, 1914.

P. Ehrenfest. A mechanical theorem of Boltzmann and its relation to the theory of energy quanta. Proc. Amsterdam **16**, 591—597, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

G. Lippmann. Méthode pour le réglage d'une lunette en autocollimation. C. R. **158**, 88—91, 1914.

W. Scheffer. Das Mikroskop. 2. Aufl. Mit 99 Abbildungen im Text. VI u. 100 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Aus Natur u. Geistesw., 35. Bd.) (Preis 1 ℳ, geb. 1,25 ℳ.) *

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Arrigo Mazzucchelli. Su l'indice di rifrazione dei miscugli binarî. (Replica al sign. Schwers.) Lincei Rend. (5) **22** [2], 691—696, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

D. Vorländer. Die optische Anisotropie der flüssigen Kristalle. Phys. ZS. **15**, 141—145, 1914.

L. N. G. Filon. The temperature variation of the photo-elastic effect in strained glass. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 649—650, 1914.

Fred Wallerant. Du pouvoir rotatoire dans les cristaux biaxes. C. R. **158**, 91—93, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Fr. Croze. Les classifications des spectres d'après leur structure et leurs variations magnétiques. Journ. de Phys. (5) **3**, 882—900, 962—770, 1913.

Arthur S. King. A study of the relations of arc and spark lines by means of the tube-arc. Astrophys. Journ. **38**, 315—340, 1913.

K. Burns. Wave-lengths of Iron Spectrum Lines. Lick Obs. Bull. Nr. 233. Nature **92**, 144, 1913. [Science Abstr. (A) **17**, 28, 1914.

Thomas Ralph Merton. The Absorption of Light by Uranous Chloride in Different Solvents. Journ. Chem. Soc. **105**, 23—27, 1914.

F. E. Fowle. The non-selection transmissibility of radiation through dry and moist air. Astrophys. Journ. **38**, 392—406, 1913.

H. Lux. Das moderne Beleuchtungswesen. Mit 54 Abbildungen im Text. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Aus Natur und Geistesw., 433. Bd.) (Preis 1 ℳ, geb. 1,25 ℳ.) *

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

N. P. Mc Cleland. Note on a Dynamical system illustrating Fluorescence. Proc. Cambridge Phil. Soc. **17**, 321—322, 1914.

8. Physiologische Optik.



VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

W. H. Keesom. On the question whether at the absolute zero entropy changes on mixing. Proc. Amsterdam **16**, 669—673, 1913.
Hans Thirring. Raumgitterschwingungen und spezifische Wärmen mehratomiger fester Körper. I. Phys. ZS. **15**, 127—133, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

M. Smoluchowski. Zahl und Größe der Moleküle und Atome. Wiad. mat. **17**, 315—329, 1913. (Polnisch.)

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Wm. W. Coblentz. Further experiments on bismuth thermopiles. Journ. Franklin Inst. **176**, 671—676, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Paul Hein. Untersuchungen über den kritischen Zustand. ZS. f. phys. Chem. **86**, 385—426, 1914.
R. Goubau. Sur le point de fusion de l'arsenic. C. R. **158**, 121—122, 1914.
A. B. Norton and **H. W. Gillett.** The approximate melting points of some commercial copper alloys. Journ. phys. chem. **18**, 70—77, 1914.
Pierre Jolibois. Au sujet de la Note de M. R. Goubau sur le point de fusion de l'arsenic. C. R. **158**, 184—185, 1914.
D. Chiaraviglio e **O. M. Corbino.** La distillazione della nitroglicerina a bassa temperatura. Lincei Rend. (5) **23** [1], 37—40, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

E. Bompiani und **G. Rümelin.** Eine kalorimetrische Meßanordnung. Phys. ZS. **15**, 152—154, 1914.
Ezer Griffiths. The variation, with temperature, of the specific heat of sodium in the solid and liquid state; also a determination of its latent heat of fusion. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Nature **92**, 650, 1914.
Hans Thirring. Raumgitterschwingungen und spezifische Wärmen mehratomiger fester Körper. I. Phys. ZS. **15**, 127—133, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

J. H. Jeans. On the „Kinetic Theory“ of star-clusters. Month. Not. **74**, 2, 109—112, 1914.

J. Evershed. Measurement of small displacement of spectrum lines. Bull. Nr. 32 of the Kodaikanal Observatory. Nature **92**, 2306, 540, 1914.

Paul W. Merril. Bright hydrogen lines in stellar spectra and P Cygni. Papers to the Lick Observatory, Bulletin, Nr. 246. Nature **92**, 2306, 540, 1914.

H. H. Turner. On a simple method of detecting discontinuities in a series of recorded observations, with an application to sunspots, suggesting that they are caused by a Meteor swarm due to successive encounters of the Leonids with Saturn, which has been more than once considerably perturbed by the Leonid swarm. (Papers of the I. U. S. R. Computing Bureau, No. XIII.) Month. Not. **74**, 2, 82—109, 1914.

E. E. Barnard. Dark regions in the sky suggesting an obscuration of light. Astrophys. J. **38**, 5, 496—501, 1913.

V. Arcichovskij. On Slipher's spectrograms of the Major Planets. Astrophys. J. **38**, 5, 504, 1913.

J. W. Nicholson. The spectra of Wolf-Rayet Stars. Month. Not. **74**, 2, 118—132, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

Rev. T. E. R. Phillips. The equatorial current of Jupiter in 1913. Month. Not. **74**, 2, 116—118, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

Oliver J. Lee. The variable radial velocity of 113 a Piscium. Astrophys. J. **38**, 5, 502—504, 1914.

Edward C. Pickering. Spectra of 825 stars near the north pole. Harvard Coll. Obs. Circular 180.

J. H. Reynolds. The light curve of the Andromeda Nebula (N. G. C. 224.) Month. Not. **74**, 2, 132—137, 1914.

Tuttle's nebula, N. G. C. 6643. Nature **92**, 2306, 540, 1914.

1 D. Die Sonne.

Distribution of elements in the solar atmosphere. Nature **92**, 2304, 486, 1913.

L. Weber und H. Borchardt. Photometrische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912. S.-A. aus: Schr. des Naturw. Vereins für Schleswig-Holstein **15**, 2, 269—289.

S. A. Mitchell. Wave lengths of the chromosphere from spectra obtained at the 1905 eclipse. Astrophys. J. **38**, 5, 407—496, 1913.

E. W. Maunder. Distribution of sun-spots in heliographic latitude, 1874—1913. Month. Not. **74**, **2**, 112—116, 1914.

A refraction acting radially from the sun. Nature **92**, 2303, 459—460, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Warren M. Foote. Factors in the exchange value of meteorites. Proc. of the Amer. Philosoph. Soc. **52**, 211, 1913, 516—543.

1 G. Zodiakallicht.

Zodiacal matter and the solar constant. Nature **92**, 2303, 460, 1913.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Julius Hann. Lehrbuch der Meteorologie. Dritte, unter Mitwirkung von Prof. Dr. Süring, Potsdam, umgearbeitete Auflage. Lieferung 1. Leipzig, Chr. Herm. Tauchnitz, 1913. 96 S., 6 Taf. Vollständig in etwa 10 Lfrg. zum Preise von je 3,60 ℳ.

Alfred Angot. Sur un mode de classification des étés. Annu. soc. mét. de France **61**, Déc., 341—345, 1913.

P. Descombes. Le reboisement rationnel et la météorologie. Annu. soc. mét. de France **61**, Déc., 346—351, 1913.

A. Defant. Der Einfluß des Wetters auf die Ankunftszeiten der Zugvögel im Frühling. Wien 1913. 4⁰. S.-A. Schwalbe. Neue Folge III. 1913. S. 135—157. 1 Taf.

Kälteeinbrüche zu Salzburg und die sie begleitenden Temperatur- und Luftdruckänderungen auf dem Sonnblick. Met. ZS. **30**, 12, 611—614, 1913.

Reports for the fifty-two weeks ended December 27, issued by the Meteorological Office. Nature **92**, 2306, 536, 1914.

Meteorologische Beobachtungen in China. Met. ZS. **30**, 12, 618—619, 1913.

J. de Moidrey. Meteorologische Beobachtungen zu Ho-kieou 1912. Met. ZS. **30**, 12, 620—621, 1913.

Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien, Hohe Warte, November 1913. Wien. Anz. Nr. 2, 11—16, 1914.

F. Seidl. Resultate der meteorologischen Beobachtungen im Jahre 1911 und 1912 am Observatorium erster Ordnung zu Curityba (Staat Parana, Brasilien). Met. ZS. **30**, 12, 607—608, 1913.

Raoul Gautier. Résumé météorologique de l'année 1912 pour Gèneve et le Grand-Saint-Bernard. Arch. sc. phys. et nat. **118**, 12, 549—570, 1913.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de Novembre 1913. Arch. sc. phys. et nat. **118**, 12, 589—593, 1913.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de Novembre 1913. Arch. sc. phys. et nat. **118**, 12, 593—596, 1913.

Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en september et octobre 1913. Annu. soc. mét. de France **61**, Déc., 356—357 u. 361—362, 1913.

Résumé des Observations faites par les membres et les correspondants de la Société. September et Octobre 1913. Annu. soc. mét. de France **61**, Déc., 355 u. 360, 1913.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. Marzo e Aprile 1913. **4**, Nr. 3 u. 4. 1913. Observatorio de Fisica cosmica del Ebro.

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1912. Hessen. 12. Jahrgang. Herausgegeben vom Großherzoglichen Hydrographischen Bureau. Bearbeitet von Prof. Dr. G. Greim. Darmstadt 1913. Druck von C. W. Leske.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Internationale Ballonfahrt vom 6. August, 4. September und 6. November 1913. Wien. Anz. Nr. 2, 18—25, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

E. Rutherford. Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen. Leipzig, Akadem. Verlagsges. 1914. 8°. XI, 642 S. (Handbuch der Radiologie. Bd. II. Herausg. von Dr. Erich Marx.)

G. Berndt. Ionengehalt der Luft auf dem Atlantischen Ozean. Met. ZS. **30**, 12, 606—607, 1913.

2 C1. Lufttemperatur.

2 C2. Strahlung.

Dr. **Max Robitzsch.** Sonnenscheinregistrierung auf Spitzbergen. Met. ZS. **30**, 12, 594—599, 1913.

S. J. Savinow. Die maximalen Werte der Sonnenstrahlung seit 1892 nach Beobachtungen in Pawlowsk. Die Verminderung der Intensität in der zweiten Hälfte von 1912. St. Petersburg, 1913. 8°. S.-A. Bull. de l'Acad. Imp. des Sc. de St. Pétersbourg 1913, S. 707—720. Ref. M. Aganin. Met. ZS. **30**, 12, 621—623, 1913.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

H. von Ficker. Die Wirkung der Berge auf Luftströmungen. Met. ZS. **30**, 12, 608—610, 1913.

C. Kassner. Zur Namenskunde der Winde. Met. ZS. **30**, 12, 619, 1913.

R. M. Deeley. Abbeyfield, Salisbury Avenue, Harpenden. Wind provinces. Nature **92**, 2304, 478—479, 1913.

Dr. med. **Gustav Heim** (Bonn). Nervenerregende Winde. Met. ZS. **30**, 12, 617, 1913.

2 F. Wasserdampf.

Dr. **F. C. Tschaplovitz.** Über Luftfeuchtigkeit, psychische und physiologische Wirkungen und Wohnungshygiene. (Schluß v. S. 218.) Prometheus **25**, 15, 229—231, 1914.

A. Gockel. Zur Frage nach der Feststellung der mittleren Bewölkungsziffer. Met. ZS. **30**, 12, 604—605, 1913.

Kr. Birkeland. La formation des nuages du niveau supérieur. Avec une introduction de J. Loisel. S.-A. Revue gènérale des sciences pures et appliquées. 24e année. No. 75. S. 576—581.

2 G. Niederschläge.

Fortes pluies dans le Sud de la France. Annu. soc. mét. de France, **61**, Déc. 353—354, 1913.

Dr. **Karl Sapper.** Garmisch. Regenmessungen an der pazifischen Abdachung der Republik Guatemala 1912. Met. ZS. **30**, 12, 614—616, 1913.



2 H. Atmosphärische Elektrizität.

F. Schindelhauer. Über die Elektrizität der Niederschläge. Met. ZS. **30**, 12, 599—602, 1913.

Prof. **Gockel.** Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la la terre faites chaque jour à Fribourg, à 2h 30 du soir Novembre 1913. Arch. sc. phys. et nat. **118**, 12, 588, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

Ch. Winter. Über eine einfache Methode zur absoluten Messung von ultravioletter und sichtbarer Strahlung. ZS. f. Instrkde. **33**, 11, 348—349, 1913.

A. Boutaric. Sur une relation entre l'absorption de l'atmosphère et la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel. Bruxelles 1913. 8⁰. S.-A. Bulletin de la classe des sciences, 1913, Nr. 7, S. 567—606.

Das Brockengespenst und seine Beugungsringe. Prometheus **25**, 16, 255—256, 1914.

H. Seeliger. Bemerkung zu dem Aufsatz: „Über Schatten während der Sonnenfinsternis" (A. N. 4697). Astr. Nachr. **196**, 24, 419—420, 1913.

Robert H. Goddard. Worcester, Mass. On interference colors in clouds. Science **38**, 990, 881—882, 1914.

Grosse-Bremen. W. Hillers: Über eine leicht beobachtbare Luftspiegelung bei Hamburg und die Erklärung solcher Erscheinungen. Met. ZS. **30**, 12, 602—604, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

Modern methods of measuring temperatures. Nature **92**, 2307, 569—572, 1914.

W. Michelson in Moskau. Einige Verbesserungen am bimetallischen Lamellen-Aktinometer. Met. ZS. **30**, 12, 577—580, 1913.

H. Gerdien. Der Luftgeschwindigkeitsmesser der Siemens & Halske A.-G. (Nach gemeinsam mit Herrn Holm durchgeführten Untersuchungen.) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 20, 961—968, 1913.

2 P. Klimatologie.

Dr. **W. Gordon.** The place of climatology in medicine: being the Samuel Hyde Memorial Lectures, 1913. Pp. V + 62. (London: H. K. Lewis, 1913.) (Price 3 s 6 d. net.) Ref. G. G. Nature **92**, 2303, 448—449, 1913.

The origin of climatic changes. Nature **92**, 2304, 479—480, 1913.

G. Schwalbe. Das Klima von Mecklenburg auf Grund neuerer Untersuchungen. Rostock 1913. 8⁰. 1 Bl., 13 S., 6 Taf. (S.-A. Sitzungsber. u. Abhandl. d. naturf. Ges. zu Rostock. N. F. Bd. V. 1913.)

Klima des Hafens von Cavalla. Met. ZS. **30**, 12, 610—611, 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

A. T. Swaine. The earth: Its genesis and evolution considered in the light of the most recent scientific research. Pp. XIX + 277 + 1 plates. (London: C. Griffin & Co., Ltd., 1913.) (Price 7 s 6 d net.) Ref. G. A. J. C. Nature **92**, 2307, 550—551, 1914.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Geodetic observations and their value. Abstract of an address delivered at the opening of the 160th session of the Royal Society of Arts on November 19, by the Chairman of the council Sir Thomas H. Holdich. K. C. M. G. Nature **92**, 2303, 464—466, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

Dr. **Aurel von Anderkò**-Budapest. Die Wärmebewegung im pseudo-isotropen Erdboden. Met. ZS. **30**, 12, 580—589, 1913.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

The recent volcanic eruptions in Japan. Nature **92**, 2308, 589, 1914.

Eruption of volcanic Mount Sakurashima. Nature **92**, 2307, 561, 1914.

3 F. Erdbeben.

Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im November 1913. Wien. Anz. Nr. 2, 17, 1914.

B. Doss. Zur Frage nach der Ursache der ostbaltischen Erdbeben. Zentralbl. für Min., Geol. u. Paläont. Nr. 2, 37—48, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

L. A. Bauer. Preliminary results of a first analysis of the sun's general magnetic field. Depart. of Terr. Magn. Carnegie Inst. of Washington. Ref. Journ. of the Washington Acad. of Sc. **3**, 21, 513—516, 1913.

Anomalie magnétique. Annu. soc. mét. de France **61**, Déc. 354, 1913.

W. van Bemmelen-Batavia. Berichtigung zu meiner Abhandlung über die lunare Variation des Erdmagnetismus. Met. ZS. **30**, 12, 589—594, 1913.

Magnetic Aarbog (Annuaire Magnétique) 1909—1911. Publik. fra det Danske Meteorologiske Institut. Kjøbenhavn 1913. 4^0. 26 S., 49 Taf.

The Aurora in both hemispheres. Monthly chart of the Indian Ocean issued by the Meteorological Office for December.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

J. Y. Buchanan, F. R. S. Oceanographic researches. Scientific papers. Vol. 1. Pp. XII + 15 papers (Cambridge: University Press, 1913). (Price 10 s 6 d net.) Nature **92**, 2307, 551—552, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Paul Dutoit. Les puits soufflants de Bixl (Haute Alsace). Arch. sc. phys. et nat. **118**, 12, 581, 1913.

Dr. **F. L. Rector.** Underground waters for commercial purposes. Pp. V + 98. (New York: John Wiley and Sons. Inc., London: Chapman and Hall, Ltd., 1913.) (Price 4 s 6 d net.) Ref. Nature **92**, 2304, 474—475, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

C. E. P. Brooks. The meteorological conditions of an ice sheet and their bearing on the desiccation of the globe. Roy. Met. Soc., December 17. Nature **92**, 2305, 520, 1914.

Dr. **J. E. Church**, Jun. Recent studies of snow in the United States. Roy. Met. Soc., December 17. Nature **92**, 2305, 520, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. März 1914.** **Nr. 5.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 5 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 14. bis 26. Februar 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

W. Voigt. Heike Kamerlingh Onnes. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. **21**, 24—29, 1914.

Otto Wiener. Viktor Schumann. Nekrolog, gesprochen in der öffentlichen Gesamtsitzung beider Klassen der Königlich Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig am 14. November 1913. S.-A. Leipz. Ber., Math.-phys. Kl., **65**, 19 S., 1913.

Heinr. Hertz. Gesammelte Werke, II. Bd. Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft. 3., mit der 2. gleichlautende Aufl. VII u. 296 S. mit 40 Fig. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1914. (Preis 6 *M*, geb. 7,50 *M*.)

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Fritz Friedrichs. Ein neues Wägegläschen. ZS. f. anal. Chem. **53**, 177—178, 1914.

K. Fischer. Apparat zum Zeichnen einer aus Grundwelle und einer Oberschwingung zusammengesetzten Kurve. ZS. f. Feinmech. **22**, 41—42, 1914.

W. B. Hoffmann. Der Strahlengang im Fernrohr. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **20**, 12—14, 1914.

3. Maß und Messen.

Rudolf Stützer. Neue Entfernungsmesser mit absoluter Berichtigung. ZS. f. Instrkde. **34**, 1—11, 33—42, 1914.

Arthur W. Gray. Micrometer microscopes. Journ. Washington Acad. **4**, 45—52, 1914.

G. Bigourdan. Sur la détermination du coefficient thermométrique des vis de micromètre. C. R. **158**, 219—220, 1914.

H. Borchardt. Ein Verfahren zur Ausmessung von Blendenöffnungen, die von einer stetigen Randkurve begrenzt werden. ZS. f. Instrkde. **34**, 52—53, 1914.

A. Kalähne. Das Schwingungspykrometer, ein akustischer Apparat zur Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten. S.-A. Dingl. Journ. **329**, Heft 6, 3 S., 1914.

Bertram Hopkinson. A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. Phil. Trans. (A) **213**, 437—456, 1914.

Adolf Fennel. Die Genauigkeit der Reversionslibellen. ZS. f. Instrkde. **34**, 54—55, 1914.

Johannes C. Barolin. Der Hundertstundentag. Vorschlag zu einer Zeitreform unter Zugrundelegung des Dezimalsystems, im Anschluß an ein analoges Bogen- und Längenmaß. 142 S. Wien und Leipzig, Wilhelm Braumüller, 1914. (Preis 1,50 ℳ, geb. 2,50 ℳ.) *

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Horace Lamb. Dynamics. 356 S. Cambridge, University Press, 1914. (Preis 10 s 6 d.) *

E. Höhnemann. Die Verwendung von Vektoren für die elementare Behandlung von Aufgaben aus der Mechanik, insbesondere der Mechanik des Himmels. ZS. f. naturw. Unterr. **45**, 32—44, 1914.

G. Armellini. Sur la solution analytique du problème restreint des trois corps. C. R. **158**, 253—255, 1914.

Vito Volterra. Drei Vorlesungen über neuere Fortschritte der mathematischen Physik. Arch. d. Math. u. Phys. (3) **22**, 97—182, 1914.

H. M. Dadourian. On a Progressive Development of Mechanics based upon a New Form of the Fundamental Principle of the Science. Sill. Journ. **37**, 157—169, 1914.

G. Gianfranceschi. La deviazione dei gravi in caduta. Cim. (6) **6**, 255—285, 1914.

Jun Ishiwara. Zur Diskussion der Relativitätstheorie. Science Rep. Tôhoku Univ. **2**, 149—161, 1913.

A. Einstein. Prinzipielles zur verallgemeinerten Relativitätstheorie und Gravitationstheorie. Phys. ZS. **15**, 176—180, 1914.

Gustav Mie. Bemerkungen zu der Einsteinschen Gravitationstheorie. II. Phys. ZS. **15**, 169—176, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

L. N. G. Filon. Temperature Variation of the Photo-elastic Effect in Strained Glass. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 77, 1914.

W. Brown and **J. Smith.** Subsidence of torsional oscillations in nickel wires when subjected to the influence of alternating magnetic fields. Roy. Dublin Soc. Jan. 27, 1914. [Nature **92**, 704, 1914.

6. Hydromechanik.

Pietro Alibrandi. Sopra alcune questioni idrodinamiche. Cim. (6) **6**, 223—248. 1914.

Kôtarô Honda and **Tokujirô Madsushita.** An Investigation of the Oscillations of Tank-water. Science Rep. Tôhoku Univ. **2**, 130—148, 1913.

J. R. Wilton. On Deep Water Waves. Phil. Mag. (6) **27**, 385—394, 1914.

O. Tedone. Sulla espressione analitica dell' integrale generale dell' equazione delle onde smorzate. Lincei Rend. (5) **23** [1], 63—72, 1914.

U. Cisotti. Efflusso de un recipiente forato lateralmente. Lincei Rend. (5) **23** [1], 73—79, 1914.

A. Batschinski. Die innere Reibung von Flüssigkeitsgemischen. Beil. z. Sitzungsber. Ges. Naturf. Moskau, Nr. 3, 1913, 1.

T. E. Stanton and **J. R. Pannell.** Similarity of Motion in Relation to the Surface Friction of Fluids. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 78, 1914.

7. Kapillarität.

M. Padoa e **G. Tabellini.** La tensione superficiale e l'idratazione in soluzione. Lincei Rend. (5) **23** [1], 88—94, 1914.

8. Aeromechanik.

Bertram Hopkinson. A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. Phil. Trans. (A) **213**, 437—456, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Charlton W. H. Foord. Air-Pressures used in Playing Reed Instruments. Phil. Mag. (6) **27**, 271—277, 1914.

G. W. Stewart and **Harold Stiles.** Certain Experiments in Sound Diffraction. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. [Phys. Rev. (2) **3**, 62, 1914.

A. Kalähne. Das Schwingungspyknometer, ein akustischer Apparat zur Dichtemessung von Gasen und Flüssigkeiten. S.-A. Dingl. Journ. **329**, Heft 6, 3 S., 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Alfred Reis. Über die Bedeutung der Eigenfrequenzen in der Chemie. Die Naturwissenschaften **2**, 204—210, 1914.

Harry Shipley Fry. Interpretations of some stereochemical problems in terms of the electronic conception of positive and negative valences. I. Anomalous behavior of certain derivatives of benzene. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 248—262, 1914.

Harry Shipley Fry. Positive and negative hydrogen, the electronic formula of benzene, and the nascent state. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 262—272, 1914.

K. George Falk and **J. M. Nelson.** The electron conception of valence. V. Polar and non-polar valence. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 209—214, 1914.

P. De Heen. La théorie électronique et la notion de la valence. Bull. de Belg. 1913, 667—679.

J. W. Clarke, W. Ostwald, P. E. Thorpe, G. Urbain. Jahresbericht des Internationalen Komitees der Atomgewichte 1914. ZS. f. anal. Chem. **53**, 178—182, 1914.

Prafulla Chandra Râŷ. The place of mercury in the periodic system. Chem. News **109**, 85, 1914.
H. Lewkowitsch. Specific Heats and the Periodic Law. Nature **92**, 661, 1914.
Reginald G. Durrant. Specific Heats and the Periodic Law. — An Analogy from Sound. Nature **92**, 686, 1914.
P. De Heen. Démonstration expérimentale de la variabilité de la molécule et de l'atome. Bull. de Belg. 1913, 680—694.
Gervaise Le Bas. The Theory of Molecular Volumes. Part. I. Phil. Mag. (6) **27**, 344—356, 1914.
H. B. Baker, R. J. Strutt. Active Nitrogen. Nature **92**, 659, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

A. K. Ångström. Some observations on selective reflection from solutions in the infra-red. Phys. Rev. (2) **3**, 47—55, 1914.
M. Padoa e G. Tabellini. La tensione superficiale e l'idratazione in soluzione. Lincei Rend. (5) **23** [1], 88—94, 1914.
J. Lebrun. Recherches sur la dissymétrie dans la vitesse de dissolution des cristaux suivant leurs différentes faces. Bull. de Belg. 1913, 953—979.
Jean Timmermans. Essai sur l'analyse piézométrique (Premier mémoir). Bull. de Belg. 1913, 810—830.
W. J. Walker. On the Relationship between the Viscosity, Density, and Temperature of Salt Solutions. Phil. Mag. (6) **27**, 288—297, 1914.
Th. Liebisch und E. Korreng. Kristallisationsvorgänge in binären Systemen aus Chloriden von einwertigen und zweiwertigen Metallen. Berl. Ber. 1914, 192—212.
E. H. Riesenfeld und C. Milchsack. Versuch einer Bestimmung des Hydratationsgrades von Salzen in konzentrierten Lösungen. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 401—429, 1914.
R. G. van Name und D. U. Hill. Über dan Einfluß von Alkohol und Rohrzucker auf die Lösungsgeschwindigkeit von Cadmium in Jodlösungen. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 279—291, 1914.
W. R. Bousfield. Note on osmotic pressure. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Nature **92**, 703, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

E. B. Rosa, G. W. Vinal and A. S. Mc Daniel. The silver voltameter. Part. IV. Journ. Washington Acad. **4**, 52—58, 1914.
H. A. Mc Taggart. The Electrification at Liquid-Gas Surfaces. Phil. Mag. (6) **27**, 297—314, 1914.
E. P. Schoch. The mechanism of anodic reactions and the behaviour of iron and nickel anodes. A Contribution to the General Discussion on „The Passivity of Metals" held before the Faraday Society, Novembre 12, 1913. Chem. News **109**, 75—76, 87—88, 1914.
R. Kremann, Josef Lorber und Rudolf Maas. Zur elektrolytischen Abscheidung von Legierungen und deren metallographische und mechanische Untersuchung. III. Mitteilung. Versuche zur Herstellung von Zirkon-, Aluminium-, Antimon- und Chrombronzen. Wien. Anz. 1914, 61.

4. Photochemie.

Hans L. Heusner. Die photochemischen Strahlen und ihre Messung. ZS. f. Feinmech. **22**, 37—39, 1914.
A. Koenig und E. Elöd. Zur Frage der Stickstoff-Oxydation bei elektrischen Entladungen. II.: Über die Aktivierung von Stickstoff und Sauerstoff im Gleichstrom-Lichtbogen. Chem. Ber. **47**, 516—522, 1914.

Hermann Suida. Autoxydationen. (IV. Mitteilung über chemische Lichtwirkungen.) Chem. Ber. **47**, 467—472, 1914.

5. Thermochemie.

L. Rolla e **L. Accame.** Sul calore specifico dei sali idrati. Cim. (6) **6**, 291—300, 1914.

M. Padoa e **B. Foresti.** Calori di combustione di sostanze fototrope. Lincei Rend. (5) **23** [1], 95—98, 1914.

O. Dommer. Über die Entzündungstemperatur von Gasgemischen. Journ. f. Gasbel. **57**, 63—64, 1914.

Theodor Seliwanow. Beiträge zur Kenntnis der Calciumoxydhydrate. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 329—352, 1914.

Antonio Baccarini. Appunti su alcune esercitazioni di fisico-chimica. Cim. (6) **6**, 286—290, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

G. Guglielmo. Sull' uso dei reticoli di diffrazione, nell misura della dilatazione termica od elastica dei cristalli. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 105—109, 1914.

W. H. Bragg. The X-ray Spectra given by Cristals of Sulphur and Quartz. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 77, 1914.

E. A. Owen, G. G. Blake. X-Rays and Metallic Crystals. Nature **92**, 686—687, 1914.

Ludwig Föppl. Der Fundamentalbereich des Diamantgitters. Phys. ZS. **15**, 191—193, 1914.

K. Andrée. Zum Verhalten des Steinsalzes gegenüber mechanisch deformierenden Kräften. Zentralbl. f. Min. 1914, 111—114.

J. Lebrun. Recherches sur la dissymétrie dans la vitesse de dissolution des cristaux suivant leurs différents faces. Bull. de Belg. 1913, 953—979.

A. Gutbier und **J. Huber.** Studien über Gold. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 353—400, 1914.

G. T. Beilby. Transparence or translucence of the surface film produced in polishing metals. Paper read before the Royal Society on February 12. [Nature **92**, 691, 1914.

Félix Robin. Croissance des grains dans les métaux. Journ. de phys. (5) **4**, 37—57, 1914.

V. Kohlschütter und **A. Frumkin.** Zur Kenntnis der Formen des Phosphors. I. Über die Umwandlung von Phosphordampf in der Glimmentladung. ZS. f. Elektrochem. **20**, 110—123, 1914.

Hanriot et **Lahure.** Sur les températures minima de recuit. C. R. **158**, 262—264, 1914.

Richard Lorenz. Nachtrag zu: Über die binären Systeme Zink—Zinn, Zink—Cadmium und das binäre System Zink—Zinn—Cadmium. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 435—436, 1914.

Th. Liebisch und E. Korreng. Kristallisationsvorgänge in binären Systemen aus Chloriden von einwertigen und zweiwertigen Metallen. Berl. Ber. 1914, 192—212.

George W. Morey. New crystalline silicates of potassium and sodium, their preparation and general properties. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 215—230, 1914.

Otto Ruff und **Rudolf Wunsch.** Arbeiten im Gebiet hoher Temperaturen. III. Wolfram und Kohlenstoff. ZS. f. anorg. Chem. **85**, 292—328, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Vito Volterra. Drei Vorlesungen über neuere Fortschritte der mathematischen Physik. Arch. d. Math. u. Phys. (3) **22**, 97—182, 1914.

J. E. Verschaffelt. Sur la pression électrostatique. Bull. de Belg. 1913, 938—945.

Franz Skaupy. Die Elektrizitätsleitung in Metallen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 156—167, 1914.

Hans Witte. Nochmals die Symmetrieverhältnisse im elektromagnetischen Felde; Erwiderung auf eine Notiz von Herrn E. Gehrcke. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 168, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

G. Moreau. Sur les couples à flammes chlorées. C. R. **158**, 260—262, 1914.

3. Elektrostatik.

J. E. Verschaffelt. Sur la pression électrostatique. Bull. de Belg. 1913, 938—945.

H. A. Mc Taggart. The Electrification at Liquid-Gas Surfaces. Phil. Mag. (6) **27**, 297—314, 1914.

S. Mikola. Elektrisch erregte Bewegungserscheinungen in Flüssigkeitslamellen. Phys. ZS. **15**, 211—213, 1914.

G. Quincke. Reichweite, Ablenkung und Interferenz gebrochener elektrischer Strahlen. (Fortsetzung.) Ann. d. Phys. (4) **43**, 337—392, 1914.

G. Quincke. Brechung, Reflexion und Interferenz elektrischer Strahlen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 393—410, 1914.

G. Quincke. Elektrische Schaumwände der Materie. Ann. d. Phys. (4) **43**, 411—460, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

B. Szilard. Über ein direkt ablesbares und direkt anzeigendes Elektrometer zur Messung sehr schwacher Ströme. (Sur un électromètre à lectures et à indications directes destiné à la mesure de très faibles courants.) Phys. ZS. **15**, 209—211, 1914.

Manne Siegbahn. Zur Theorie der Drehfeldmeßinstrumente. (Ferrarismesser.) Elektrot. ZS. **35**, 207—208, 1914.

H. Schering und E. Alberti. Eine einfache Methode zur Prüfung von Stromwandlern. Arch. f. Elektrot. **2**, 263—275, 1914.

Karl Schmiedel. Über die 90°-Verschiebung bei modernen Ferrariszählern. Arch. f. Elektrot. **2**, 275—288, 1914.

5. Apparate.

Alan E. Flowers. Characteristics of crystal rectification. Phys. Rev. (2) **3**, 25—46, 1914.

P. R. Coursey. Some characteristic curves and sensitiveness tests of crystal and other detectors. Phys. Soc. London, Jan. 23, 1914. [Nature **92**, 703, 1914. [Chem. News **109**, 81, 1914.

John Fred. Mohler. Lag and lead with a Braun tube. Science (N. S.) **39**, 210, 1914.

A. Krause. Ein Universalschalter. ZS. f. naturw. Unterr. **45**, 103—108, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

W. W. Coblentz. A Thermopile of Bismuth Alloy. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. Phys. Rev. (2) **3**, 59—61, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Franz Skaupy. Die Elektrizitätsleitung in Metallen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 156—167, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Paul Neubert. Über die Schichtung der positiven Glimmentladung des Wasserstoffs. 73 S. Diss. Leipzig 1913.

H. Greinacher. Serienentladungsröhren. Elektrot. ZS. **35**, 212—213, 1914.

L. Myssowsky und **K. Nesturch.** Stoßweise Spitzenentladungen und die elektrische Methode der Zählung der α-Teilchen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 461—472, 1914.

A. Koenig und **E. Elöd.** Zur Frage der Stickstoff-Oxydation bei elektrischen Entladungen. II.: Über die Aktivierung von Stickstoff und Sauerstoff im Gleichstrom-Lichtbogen. Chem. Ber. **47**, 516—522, 1914.

A. Koenig und **E. Elöd.** Zur Frage des Stickstoff-Nachleuchtens. Chem. Ber. **47**, 523—529, 1914.

V. Kohlschütter und **A. Frumkin.** Zur Kenntnis der Formen des Phosphors. I. Über die Umwandlung von Phosphordampf in der Glimmentladung. ZS. f. Elektrochem. **20**, 110—123, 1914.

Swyngedauw. Sur la résistance des limiteurs de tension à intervalle explosif. C. R. **158**, 255—258, 1914.

J. S. Townsend. Energy required to Ionize a Molecule by Collision. Phil. Mag. (6) **27**, 269—271, 1914.

Saul Dushman. Determination of e/m from Measurements of Thermionic Currents. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society, November 23, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 65—66, 1914.

O. W. Richardson. Origin of Thermal Ionisation from Carbon. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 77, 1914.

C. D. Child. Ionization in the Unstriated Discharge and in the Arc. Phil. Mag. (6) **27**, 277—288, 1914.

Otto Erich Günther. Energie und Widerstand von Öffnungs- und Schließungsfunken in induktiven Stromkreisen; Funkenlöschung durch Kondensatoren. 47 S. Diss. Leipzig 1913.

Eugène Darmois et **Maurice Leblanc.** Sur la possibilité d'un arc alternatif dans la vapeur de mercure. C. R. **158**, 258—260, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

L. T. Jones. A Modified Method of Measuring e/m and v for Cathode Rays. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. [Phys. Rev. (2) **3**, 61—62, 1914.

Shinzô Satô. On the Amount of Radioactive Products in the Atmosphere. Science Rep. Tôhoku Univ. **2**, 171—174, 1913.

L. Myssowsky und **K. Nesturch.** Stoßweise Spitzenentladungen und die elektrische Methode der Zählung der α-Teilchen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 461—472, 1914.

A. S. Eve. On the Number of Ions produced by the Gamma Radiation from Radium. Phil. Mag. (6) **27**, 394—396, 1914.

D. C. H. Florance. Secondary γ-Radiation. Phil. Mag. (6) **27**, 225—244, 1914.

H. Richardson. Analysis of the γ-Rays from the Uranium Products. Phil. Mag. (6) **27**, 252—256, 1914.

J. Joly, J. R. Cotter. The End-product of Thorium. Nature **92**, 661, 1914.

Anton Kailan. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LVII. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlen 8. Wien. Anz. 1914, 62—63.

A. Sommerfeld. Unsere gegenwärtigen Anschauungen über Röntgenstrahlung. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **20**, 2—11, 1914.

E. A. Owen, G. G. Blake. X-Rays and Metallic Crystals. Nature **92**, 686—687, 1914.

W. H. Bragg. The X-ray Spectra given by Crystals of Sulphur and Quartz. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 77, 1914.

C. G. Darwin. The Theory of X-Ray Reflection. Phil. Mag. (6) **27**, 315—333, 1914.

Harold A. Wilson. The Distribution of Scattered Röntgen Radiation. Phil. Mag. (6) **27**, 383—385, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

S. D. Chalmers. The Magneton and Planck's Constant. Nature **92**, 687, 1914.

H. Deslandres et **A. Perot.** Contribution à la réalisation de champs magnétiques élevés. Concentration des ampères-tours dans un très petit volume. C. R. **158**, 226—235, 1914.

H. Deslandres et **A. Perot.** Contribution à la réalisation de champs magnétiques élevés. Soc. Franç. de Phys. Nr. 52, 4—5, 1914.

Hiromu Takagi. On the thermomagnetic property of Magnetite. Science Rep. Tôhoku Univ. **2**, 117—120, 1913.

J. Reginald Ashworth. The Anhysteretic Magnetic Properties of Iron and Nickel. Part I. The Relation of Magnetic Intensity to Field Strength and Temperature. Phil. Mag. (6) **27**, 357—370, 1912.

S. W. J. Smith and **J. Guild.** A thermomagnetic study of the eutectoid transition point of carbon steels. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Nature **92**, 703, 1914.

N. H. Williams. Anomalous Temperature Effect upon Magnetized Steel. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. [Phys. Rev. (2) **3**, 63, 1914.

W. Brown and **J. Smith.** Subsidence of torsional oscillations in nickel wires when subjected to the influence of alternating magnetic fields. Roy. Dublin Soc., Jan. 27, 1914. [Nature **92**, 704, 1914.

H. Schübbe. Die magnetische Prüfung von Stahlguß und Gußeisen mit Einrichtungen für den praktischen Gebrauch. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 163—168, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

E. P. Adams. Some Electromagnetic Effects related to the Hall Effect. Phil. Mag. (6) **27**, 244—252, 1914.

T. R. Lyle. On the Self-inductance of Circular Coils of Rectangutar Section. Phil. Trans. (A) **213**, 421—435, 1914.

N. Bulgakov. Influence mutuelle des courants, qui circulent pendant la rupture d'un circuit fermé dans lui-même et dans un circuit voisin. Bull. Petersburg 1914, 125—132.

Ludwig Binder. Über Einschaltvorgänge und elektrische Wanderwellen. Elektrot. ZS. **35**, 177—181, 203—206, 1914.

Karl Willy Wagner. Über Reflexion und Brechung von Wanderwellen mit steiler Front an Schaltungen mit Kondensatoren und Drosselspulen. Arch. f. Elektrot. **2**, 299—302, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

K. E. F. Schmidt. Das Problem der Reichweite elektrischer Wellen. Phys. ZS. **15**, 202—209, 1914.

H. M. Macdonald. The transmission of electric waves along the earth's surface. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Nature **92**, 703, 1914.

E. H. Barton. On Ionization and Wireless Telegraphy. Phil. Mag. (6) **27**, 381—382, 1914.

L. Högelsberger. Eine Bemerkung zur Abhandlung des Herrn F. Kiebitz: „Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen." Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 151—154, 1914.

F. Kiebitz. Zu der Bemerkung des Herrn L. Högelsberger. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 155, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

G. W. White. The Properties of Selenium Blocks. Phil. Mag. (6) **27**, 370—381, 1914.

P. J. Nicholson. The physical properties of selenium. Phys. Rev. (2) **3**, 1—24, 1914.

J. Stark. Bemerkung zu einer Mitteilung des Herrn A. Lo Surdo. Phys. ZS. **15**, 215, 1914.

Antonino Lo Surdo. Su l'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman: effetto longitudinale. Lincei Rend. (5) **23** [1], 82—84, 1914.

J. Stark. Observations relatives à l'action d'un champ électrique sur les raies spectrales. Journ. de phys. (5) **4**, 34—37, 1914.

H. Nagaoka and **T. Takamine.** Anomalous Zeeman Effect in Satellites of Mercury Lines. Phil. Mag. (6) **27**, 333—343, 1914.

Karl F. Herzfeld. Der Zeemaneffekt in den Quantentheorien der Serienspektren. Phys. ZS. **15**, 193—198, 1914.

W. H. Kadesch. The Positive Potential in the Photo-Electric Effect. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. Phys. Rev. (2) **3**, 63—64, 1914.

O. W. Richardson. The Theory of Photo-Electric and Photo-Chemical Action. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society, November 29, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 64—65, 1914.

Herbert E. Ives. The Illumination-Current Relationship in Potassium Photo-Electric Cells. Abstract of a paper presented at the Atlanta meeting of the American Physical Society, December 30, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 68, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Jacob Kunz. An Attempt at an Electromagnetic Emission Theory of Light. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. [Phys. Rev. (2) **3**, 61, 1914.

E. Gehrcke. Über ein Modell zur Erklärung der Lichtemission. II. Phys. ZS. **15**, 198—201, 1914.

E. E. Fournier d'Albe. The radiation problem. Nature **92**, 689—691, 1914.

George Green. Natural Radiation from a Gas. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 78, 1914.

W. Peddie. On the Structure of the Atom. Phil. Mag. (6) **27**, 257—268, 1914.

Karl F. Herzfeld. Der Zeemaneffekt in den Quantentheorien der Serienspektren. Phys. ZS. **15**, 193—198, 1914.

Hans Witte. Der Sagnac-Effekt: ein Experimentum crucis zugunsten des Äthers? Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 142—150, 1914.

James Walker. A Note on Aberration in a Dispersive Medium, and Airy's Experiment. Phys. Soc. London, Jan. 23, 1914. [Chem. News **109**, 82, 1914. [Nature **92**, 703, 1914.

K. Schaposchnikow. Die ponderomotorischen Drehwirkungen der Lichtwelle und das Prinzip von Wirkung und Gegenwirkung. Ann. d. Phys. (4) **43**, 473—480, 1914.

Vito Volterra. Drei Vorlesungen über neuere Fortschritte der mathematischen Physik. Arch. d. Math. u. Phys. (3) **22**, 97—182, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

M. Berek und **F. Jentzsch.** Ein kleiner lichtstarker Monochromator, besonders für mikroskopische Beobachtungen. ZS. f. Instrkde. **34**, 47—51, 1914.

William Crookes. The Preparation of Eye-preserving Glass for Spectacles. Phil. Trans. (A) **214**, 1—25, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Albert Wigand und **Emil Everling.** Über Form und Helligkeitsverteilung des Schattens einer Kugel bei sichelförmiger Lichtquelle. Arch. d. Math. u. Phys. (3) **22**, 204—213, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

L. N. G. Filon. Temperature Variation of the Photo-elastic Effect in Strained Glass. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 77, 1914.

W. E. Ford. A Contribution to the Optical Study of the Amphiboles. Sill. Journ. **37**, 179—193, 1914.

Luigi Rolla. Sul limite di visibilità dei precipitati. Cim. (6) **6**, 249—254, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

H. Rubens und **H. von Wartenberg.** Beitrag zur Kenntnis der langwelligen Reststrahlen. Berl. Ber. 1914, 169—190.

Theodor J. Meyer. Reflexion langwelliger Wärmestrahlen an rauhen Flächen und Gittern. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 126—144, 1914.

Chr. Winther. Über die Strahlung der Quarz-Quecksilberlampen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 109—110, 1914.

F. P. Kerschbaum. Über Lichtabsorption im Inneren von Quecksilber-Bogenlampen und ihre Vermeidung. ZS. f. Instrkde. **34**, 43—47, 1914.

Cecil Reginald Crymble. The Absorption Spectra of some Mercury Compounds. Chem. Soc. London, Jan. 22, 1914. [Chem. News **109**, 92—93, 1914.

A. K. Ångström. Some observations on selective reflection from solutions in the infra-red. Phys. Rev. (2) **3**, 47—55, 1914.

William Crookes. The Preparation of Eye-preserving Glass for Spectacles. Phil. Trans. (A) **214**, 1—25, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

L. Dunoyer. Résonance et diffusion sélective superficielle de la vapeur de sodium pour les raies D. Journ. de phys. (5) **4**, 17—34, 1914.

Ed. Haschek nach gemeinsam mit F. Winkler durchgeführten Versuchen. Über Leuchterscheinungen des menschlichen Körpers. Wien. Anz. 1914, 64—65.

A. Koenig und **E. Elöd.** Zur Frage des Stickstoff-Nachleuchtens. Chem. Ber. **47**, 523—529, 1914.

8. Physiologische Optik.

F. v. Hauer. Beiträge zur Theorie der Farbenempfindungen. Wien. Anz. 1914, 63—64.

Henri Piéron. De la décroissance, en fonction des intensités d'excitation, du rapport de la période latente à la période totale d'établissement pour les sensations lumineuses. C. R. **158**, 274—277, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

M. Born. Über die Methode der Eigenschwingungen in der Theorie der spezifischen Wärmen. Phys. ZS. **15**, 185—191, 1914.

Hans Thirring. Raumgitterschwingungen und spezifische Wärmen mehratomiger fester Körper. II. Phys. ZS. **15**, 180—185, 1914.

H. von Jüptner. Betrachtungen über die spezifische Wärme fester Körper. III. ZS. f. Elektrochem. **20**, 105—109, 1914.

Edmund Altenkirch. Reversible Absorptionsmaschinen. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. **21**, 7—14, 21—24, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Th. De Donder. Sur la formule fondamentale de la théorie cinétique. Bull. de Belg. 1913, 946—952.

E. Bouty. Quelques réflexions élémentaires sur la théorie cinétique des gaz parfaits. Journ. de phys. (5) **4**, 5—16, 1914.

E. Borel. Sur les problèmes de probabilités géométriques et leurs relations avec les hypothèses de continuité et de discontinuité. Soç. Franç. de Phys. Nr. 52, 2—4, 1914.

A. Waßmuth. Über eine neuartige, der statistischen Mechanik entnommene Formulierung des Maxwell-Boltzmannschen Verteilungsgesetzes. Wien. Anz. 1914, 50—52.

Saul Dushman. Theory and Use of the Molecular Gage. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society, November 29, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 66, 1914,

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

W. W. Coblentz. A Thermopile of Bismuth Alloy. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. [Phys. Rev. (2) **3**, 59—61, 1914.

R. S. Whipple. Moderne Methoden der Temperaturmessung. Engineering **96**, 165, 1913. [D. Mech.-Ztg. 1914, 30—32.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Yasutaro Yamashita and **Masaichi Majima.** On the Melting Points of some Japanese Minerals. Science Rep. Tôhoku Univ. **7**, 175—178, 1913.

A. Kröner. Über die Dampfdrucke der Alkalimetalle. 19 S. Diss. Leipzig 1913.

Alfred Charles Glyn Egerton. A Study of the Vapour Pressure of Nitrogen Peroxide. Chem. Soc. London, Jan. 22, 1914. [Chem. News **109**, 79, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Hans Thirring. Raumgitterschwingungen und spezifische Wärmen mehratomiger fester Körper. II. Phys. ZS. **15**, 180—185, 1914.

M. Born. Über die Methode der Eigenschwingungen in der Theorie der spezifischen Wärmen. Phys. ZS. **15**, 185—191, 1914.

H. Lewkowitsch. Specific Heats and the Periodic Law. Nature **92**, 661, 1914.

H. von Jüptner. Betrachtungen über die spezifische Wärme fester Körper. III. ZS. f. Elektrochem. **20**, 105—109, 1914.

Reginald G. Durrand. Specific Heats and the Periodic Law. — An Analogy from Sound. Nature **92**, 686, 1914.

L. Rolla e **L. Accame.** Sul calore specifico dei sali idrati. Cim. (6) **6**, 291—300, 1913.

Ezer Griffiths. Variation with Temperature of the Specific Heat of Sodium in the Solid and the Liquid State; also a Determination of its Latent Heat of Fusion. Roy. Soc. London, Jan. 29, 1914. [Chem. News **109**, 77—78, 1914.

L. Holborn und **M. Jakob.** Über die specifische Wärme c_p der Luft zwischen 1 und 200 Atmosphären. Berl. Ber. 1914, 213—219.

7. Wärmeleitung.

A. G. Worthing. The Temperature Distribution in an Incandescent Lamp Filament near a Cooling Junction. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society, November 29, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 66—67, 1914.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Charles Arnaud. Sur la réfraction astronomique. C. R. **158**, 168—169, 1913.

Frank Schlesinger and **Charles J. Hudson.** Anomalous refraction at the international latitude stations in 1902, 1903 and 1914. Public. of the Allegheny Obs. of the Univ. of Pittsburgh **3**, 8, 55—57.

F. E. Baxandall. On the Presence of certain Lines of Magnesium in Stellar Spectra. Proc. Cambridge Phil. Soc. **17**, 323—325, 1914.

A. S. Eddington. The Distribution of the Stars in relation to Spectral Type. Proc. Cambridge Phil. Soc. **17**, 351, 1914.

J. H. Jeans. Gravitational instability and the nebular hypothesis. Philosoph. Trans. of the Roy. Soc. of London (A), **213**, 457—485, 1914.

Report of the Astrophysical Observatory. Under the direction of the Smithsonian Institution. For the fiscal year ending june 30, 1913. Washington Government Printing Office 1914.

1 B. Planeten und Monde.

H. J. Johnston-Lavis. Villa Lavis, Beaulieu-sur-Mer. Systems of rays on the moon's surface. Nature **92**, 2310, 631—632, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

Oliver J. Lee. Measures of variable radial velocities of stars. Astrophys. J. **39**, 1, 39—50, 1914.

Walter S. Adams. Note on the relative intensity at different wave-lengths of the spectra of some stars having large and small proper motions. Astrophys. J. **39**, 1, 89—93, 1914.

1 D. Die Sonne.

A. Amaftounsky. Sur les causes possibles de l'origine de quelques phénomènes sur le Soleil. Astr. Nachr. **197**, 4709, 78—81, 1914.

Prof. **S. A. Mitchell.** Wave-lengths of Chromospheric lines. Astrophys. J., December 1913. Ref. Nature **92**, 2310, 643, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

C. Hoffmeister. Teleskopische Beobachtung eines Meteorschweifes. Astr. Nachr. **197**, 4710, 98, 1914.

Oliver C. Farrington. Meteorites vs. The Earth. Sill. J. **37**, 218, 200—201, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

G. Lecointe. Procès-verbal de la session tenue à Rome en 1913, présentés par ... Commission polaire internationale. Bruxelles 1913.

W. Meinardus. Aufgaben und Probleme der meteorologischen Forschung in der Antarktis. Geogr. ZS., 1. Heft, 1914.

The Observer's Handbook, 1913. Meteorological Office. Pp. XXIV + 157 + plates. (London: H. M. Stationery Office, 1913.) Price 3 s. Ref.: G. H. F. Nuttall. Nature **92**, 2310, 629, 1914.

R. C. Mossman. Southern hemisphere seasonal correlations. (Concluded.) Symons's Met. Mag., January 1914.

Dr. **Otto Wiener** in Leipzig. Einfache theoretische und experimentelle Demonstration der Coriolischen Kraft. S.-A. Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **26**, 6. November 1913.

Roderich Bürgi. Die Tätigkeit der Ionen in der Natur. Kommissionsverlag von Otto Wigand, Leipzig 1914. *

H. G. L. The survey of India. Nature **92**, 2310, 645, 1914.

Dr. **Paul Ludewig.** Der Einfluß meteorologischer Faktoren auf die drahtlose Telegraphie. Ann. d. Hydr. **42**, 2, 77—95, 1914.

Emil Lesshaft, St. Petersburg. (Schluß.) Das Karische Meer als Seeweg nach Sibirien. Ann. d. Hydr. **42**, 2, 65—76, 1914.

H. Hörbiger. Wirbelstürme, Wetterstürze, Hagelkatastrophen und Marskanalverdoppelungen. Eine auszugsweise Teilerklärung aus dem einheitlich durchgearbeiteten Grundgedanken eines kosm. Neptunismus. 8⁰. XVI, 77 S. m. 25 Fig. Kaiserslautern 1913, H. Kayser. (Preis 2 ℳ.) *

Dr. **H. Faes** et Dr. **F. Porchert.** Effets du gel des 13 et 14 avril 1913 sur les vignes greffées dans le vignoble vaudois. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 1, 79—80, 1914.

Albrecht Penck. Antarktische Probleme. Berl. Ber. 1914, 50—69.

Raoul Gautier. Résumé météorologique de l'année 1912 pour Genéve et le Grand Saint-Bernard. (Suite.) Arch. sc. phys. et nat. **119**, 1, 50—78, 1913.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de décembre 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 1, 97—101, 1914.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de décembre 1913. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 1, 101—104, 1914.

Osservazioni meteorologiche fatte nella R. Specola di Brera. Agosto e Settembre, Ottobre e Novembre 1913. Rendic. di Milano (2) **46**, 16—17, 929—932, 1913; 18—19, 1057—1060, 1914.

Paul Richter, Mittelschullehrer in Wittenberge. Luftwärme, Niederschläge und Sonnenscheindauer im Jahre 1912. Wetter **31**, 1, 10—13, 1914.

Die Witterung an der deutschen Küste im Dezember 1913. Ann. d. Hydr. **42**, 2, 118—120, 1914.

K. Joester. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im November 1913. Wetter **31**, 1, 14—15, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

M. M. Rykacev. Observations météorologiques et observations dans les différentes couches de l'atmosphère faites au phare flottant Luserort. Bull. de l'Acad. Imp. des Sc. de St. Pétersbourg, (6) 15. Jan. St. Pétersbourg, No. 1, 23—41, 1914.

Dr. **Josef Reger** in Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Dezember 1913. Wetter **31**, 15—17, 1914.

Dr. **C. Kleinschmidt** in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstationen am Bodensee im Dezember 1913. Wetter **31**, 1, 17—19, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Dezember 1913 im Königl. Preuß. Aeronautischen Observatorium Lindenberg 122 m über N. N. und Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen 395 m über N. N. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 1, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

A. Kohlschütter. Tafeln zur astronomischen Ortsbestimmung. 4⁰. 103 S. (Heft 7 aus: Luftfahrt und Wissenschaft.) Berlin 1913. J. Springer. (Preis 8 *M*.) *

Oberst a. D. **v. Kobbe.** Bestimmung der Fahrtrichtung und Fahrtgeschwindigkeit im Ballon oder Luftschiff über Land. Ann. d. Hydr. **42**, 2, 96—99, 1914.

H. G. Bryan. Automatic aëroplane controls. Nature **92**, 2309, 609—610, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

Shinzô Satô. On the Amount of Radioactive Products in the Atmosphere. Science Rep. Tôhoku Univ. **7**, 171—174, 1913.

J. R. Wright und **O. F. Smith.** Eine Bestimmung der Änderung des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation mit der Höhe. Phys. ZS. Nr. 1, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

G. Strömberg. Harmonic analysis of the air temperature in Stockholm 1894—1911, based on the periods of the movements of the sun and the moon. Svenska Hydrogr. Biolog. Komm. Skrifter.

Recent temperatures in Europe. Nature **92**, 2309, 617, 1914.

K. Joester. Die Temperaturverhältnisse im Oktober 1913 unter etwa 50⁰ n. Br. Wetter **31**, 1, 15, 1914.

Mittlere Monats-Isothermen November 1913. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 1, 1914.

2 C2. Strahlung.

Ladislas Gorczynski. Valeurs pyrhéliométriques et les sommes d'insolation à Varsovie pendant la période: 1901—1913. Varsovie 1914. Extraits des Public. de la Soc. Sc. de Varsovie. (Commission Météorologique, Tome 2.)

Anders Angström. Studies of the nocturnal radiation to space II. Astrophys. J. **39**, 1, 95—104, 1914.

2 D. Luftdruck.

M. M'Callum Fairgrieve. A possible two-hourly period in the diurnal variation of the barometer. Journ. Scott. Met. Soc. **16** (3), 30.

Mittlere Monats-Isobaren (mm) November 1913. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 1, 1914.



2 E. Winde und Stürme.

Th. Arendt, Berlin. Einige Ergebnisse zwanzigjähriger Windregistrierungen in Potsdam. Wetter **31**, 1, 1—10, 1914,

2 F. Wasserdampf.

2 G. Niederschläge.

Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm. November 1913. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 1, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

G. C. Simpson. Über die Elektrizität der Niederschläge. Phys. ZS. **15**, 218—215, 1914.

Friedrich Herath. Die Messung der Niederschlagselektrizität durch das Galvanometer. Phys. ZS. **15**, 155—159, 1914.

Prof. **Gockel.** Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre faites chaque jour à Fribourg, à 2^h 30 du soir. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 1, 96, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

W. Block. Die blaue Farbe des Himmels. Das Weltall **14**, 6, 1913.

Willy Möbius. Zur Theorie des Regenbogens an Kugeln von 1 bis 10 Lichtwellenlängen Durchmesser. S.-A. der Ann. d. Phys., vierte Folge, **40**, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

C. H. Ley. Vertical motion in atmospheric waves. Aëronaut. Journ. 1913, October.

2 M. Praktische Meteorologie.

Dr. **H. Struck** in Essen a. Ruhr. Die Einführung des wetterkundlichen Unterrichts in die höhere Schule. Wetter **31**, 1, 19—24, 1914.

R. M. Deeley, Abbeyfield, Salisbury Avenue, Harpenden. Weather forecasting. Nature **92**, 2309, 608—609, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

Alfred Schütze, Ingenieur, Frankfurt a. M. Ein neuer Theodolit mit Schnellablesung, insbesondere für Pilotballonbeobachtungen. Ann. d. Hydr. **42**, 2, 100—101, 1914.

2 P. Klimatologie.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Albert Brun. L'exhalaison du Kilauea en 1910. C. R. **158**, 149—150, 1914.

John W. Judd. Observations at the bottom of the crater of Vesuvius. Nature **92**, 2310, 633—634, 1914.

Torquato Taramelli. Ricordo dello Spallanzani come vulcanologo. Rendic. di Milano (2) **46**, 18—19, 937—951, 1914.

Henry Hollister Robinson. The San Franciscan volcanic field. Professional Paper Nr. 76 U. S. Geol. Surv. 8 vol., pp. 213, maps and figs. 1913. Ref. Sill. J. **37**, 218, 202, 1914.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Cirrous-vorming en aardmagnetisme. Hemel en Dampkring. 1913. December.

Het noorderlicht. Hemel en Dampkring. December 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

Osmond Fisher. Changes in level in the earth's crust. Sill. J. **37**, 218, 199, 1914.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Rolf Witting. Jahrbuch, enthaltend Hydrographische Beobachtungen in den Finland umgebenden Meeren. Mit 6 Tafeln. Finländische Hydrographische Untersuchungen (B) Nr. 12, 1913.

L. de Marchi. Teoria degli scandagli d'alto mare. R. Comitato Talassogr. Italiano. Memoria XXXI.

P. P. C. Hoek. Het internationale onderzoek der zee in de jaren 1902—1912. (Vervolg.) Mededeelingen over Vischerij. 1913, Dezember.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

K. Honda, J. Ôkubo, T. Matsuda, Y. Yamashita, S. Sasaki und **Y. Ogura.** On the Seiches of Lake Towada. Reported by the third year students, Physics. Science Rep. Tôhoku Univ. **2**, 163—169, 1913.

Osservazioni limnimetriche giornaliere. Agosto, Settembre e Ottobre 1913. Rendic. di Milano (2) **46**, 16—17, 928, 1913; 18—19, 1055—1056, 1914.

Dr. **Karl Hennig.** Die Flut im Ohiotal, März und April 1913. Peterm. Mitt. **60**, Febr.-Heft, 81—83, 1914.

30. Eis, Gletscher, Eiszeit.

D. J. Phillips. University College of South Wales and Monmouthshire, Cardiff. A curious ice formation. Nature **92**, 2310, 632, 1914.

V. Monti. Nevosità relativa e frequenza relativa dela neve nelle Alpi sattantrionali. Lincei Rend. (5) **22** [2], 666—669, 1913.

C. W. Waidner, H. C. Dickinson, J. J. Crowe. Observations on ocean temperatures in the vicinity of the icebergs and in other parts of the ocean. Dep. of Commerce, Bureau of Standards. Reprint No. 210. (From Bulletin of the Bureau of Standards, Vol. 10). Washington Government Printing Office. 1913.

V. Monti. Nevosità relativa e frequenza relativa della neve nelle Alpi settentrionale. Lincei Rend. (5) **22** [2], 666—669, 1913.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. März 1914.** **Nr. 6.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 6 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. März 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

E. Rothé. Cours de physique professé à la faculté des sciences de Nancy. Première partie à l'usage des étudiants de licence et des instituts techniques. Généralités. Unités. Similitude. Mesures. VI u. 185 S. Paris, Gauthier-Villars, 1914. (Preis 6,50 Fr.) *

James Gordon Macgregor 1852—1913. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, Obit. Not. XXVI—XXVIII, 1914.

Arthur Gordon Webster. Benjamin Osgood Peirce. Science (N. S.) **39**, 274—277, 1914.

Jules Violle. Rapport sur la question des unités présenté à l'académie des sciences. Ann. de phys. (9) **1**, 5—13, 1914.

AEF. Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Entwurf XIII. Gewicht (Erläuterungen von Eugen Meyer und Friedrich Auerbach). Entwurf XIV. Dichte (Erläuterungen von Eugen Meyer und Friedrich Auerbach). Entwurf XV. Formelzeichen des AEF., Liste C. (Erläuterungen von Friedrich Neesen und Max Seyffert). Entwurf XVI. Energieeinheit der Wärme (Begründung von Fritz Emde, Eugen Meyer und Karl Scheel). Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 170—179, 1914. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 189—191, 1914. Elektrot. ZS. **35**, 280—281, 1914.

Die Theorie der Strahlung und der Quanten. Verhandlungen auf einer von E. Solvay einberufenen Zusammenkunft (30. Oktober bis 3. November 1911). Mit einem Anhange über die Entwickelung der Quantentheorie vom Herbst 1911 bis zum Sommer 1913. In deutscher Sprache herausgegeben von A. Eucken. Mit 24 in den Text gedruckten Abbildungen. XII u. 405 S. Halle a. S., Verlag von Wilhelm Knapp, 1914. (Abh. D. Bunsen-Ges. Nr. 7.) (Preis 15,60 M.) Der Bericht enthält folgende Abhandlungen:

H. A. Lorentz: Die Anwendung des Satzes von der gleichmäßigen Energieverteilung auf die Strahlung.

Brief des Lord Rayleigh.
J. H. Jeans: Die kinetische Theorie der spezifischen Wärme nach Maxwell und Boltzmann.
E. Warburg: Die experimentelle Prüfung der Planckschen Formel für Hohlraumstrahlung.
H. Rubens: Die Prüfung der Planckschen Strahlungsformel im Gebiete langer Wellen.
M. Planck: Die Gesetze der Wärmestrahlung und die Hypothese der elementaren Wirkungsquanten.
M. Knudsen: Die kinetische Theorie und die beobachtbaren Eigenschaften der idealen Gase.
Jean Perrin: Die Beweise für die wahre Existenz der Moleküle.
W. Nernst: Anwendung der Quantentheorie auf eine Reihe physikalisch-chemischer Probleme.
Kamerlingh Onnes: Über den elektrischen Widerstand.
A. Sommerfeld: Die Bedeutung des Wirkungsquantums für unperiodische Molekularprozesse in der Physik.
P. Langevin: Die kinetische Theorie des Magnetismus und der Magnetonen.
A. Einstein: Zum gegenwärtigen Stande des Problems der spezifischen Wärme.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

P. W. Bridgman. The technique of high pressure experimenting. Proc. Amer. Acad. **49**, 625—643, 1914.
Franz Ewald. Hochvakuum-Meßapparat aus Glas. Phys. ZS. **15**, 260, 1914.
H. J. S. Sand. On Vacuum-tight Lead Seals for Leading in Wires in Vitreous Silica and other Glasses. Phys. Soc. London, Febr. 13, 1914. [Chem. News **109**, 105, 1914. [Nature **92**, 23, 1914.

3. Maß und Messen.

Albert Pérard. Etudes sur les étalons industriels: broches et calibres. Soc. Franç. de Phys. Nr. 53, 4—5, 1914.
Paul Pascal et **A. Jouniaux.** Densité de quelques métaux à l'état liquide. C. R. **158**, 414—416, 1914.
J. Andrade. Étude de nouvelles méthodes de compensation et quelques ajustages thermiques. C. R. **158**, 471—473, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Th. Thommasina. La nouvelle mécanique d'après Max Abraham. Quarante-neuvième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. Séances soc. de Genève, Séance du 5 février 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 168—171, 1914.
A. Korn. Über die Lösung der ersten Randwertaufgabe der Elastizitätstheorie. Sitzungsber. Berl. Math. Ges. **13**, 61—65, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Karl Wolf. Zur Gültigkeit des Saint-Venantschen Prinzips bei den Balkenproblemen. Wien. Anz. 1914, 99—100.
F. E. Rowett. Elastic Hysteresis in Steel. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 528—543, 1914.
Gustavo Colonnetti. Esperienze sulla elasticità a trazione del rame. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 165—171, 1914.

6. Hydromechanik.

Louis Roy. Sur le mouvement des milieux visqueux et les quasi-ondes. C. R. **158**, 315—320, 1914.
Shizumi Saito. On the Shape of the nearly spherical Drop which falls through viscous Fluid. Science Rep. Tôhoku Univ. **2**, 179—201, 1914.
Philipp Forchheimer. Hydraulik. X u. 566 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis 18 ℳ, geb. 19 ℳ.) *
A. Sachanov und **N. Rjachowsky.** Die Viskosität von Flüssigkeitsgemischen. (Erste Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. **86**, 529—537, 1914.
Eugene C. Bingham. The viscosity of binary mixtures. Journ. phys. chem. **18**, 157—165, 1914.

7. Kapillarität.

C. Cloarec. Sur l'altération spontanée des surfaces liquides. C. R. **158**, 482—484, 1914.
Walter A. Patrick. Die Beziehung zwischen Oberflächenspannung und Adsorption. ZS. f. phys. Chem. **86**, 545—563, 1914.
André Marcelin. Épaisseur des couches très minces à la surface de l'eau (huiles, résines et camphre). Ann. de phys. (9) **1**, 19—34, 1914.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Alphonse Vaugher. Théorie mathématique de l'échelle musicale. 68 S. Paris, libr. Gauthier-Villars, 1913. (Preis 2,25 fr.) *

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

C. Auer v. Welsbach. Die Zerlegung des Ytterbiums in seine Elemente. (Nachtrag.) ZS. f. anorg. Chem. **86**, 58—70, 1914.
W. Oechsner de Coninck. Neue Bestimmungen des Atomgewichts des Bariums. Rev. gén. Chim. pure et appl. **16**, 405, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 740.
Felix Auerbach. Die sieben Anomalien des Wassers. Himmel u. Erde **26**, 203—213, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

J. N. Brönsted. Über „Ideale konzentrierte Lösungen". ZS. f. Elektrochem. **20**, 151—153, 1914.
W. Nernst. Erwiderung auf vorstehende Notiz. ZS. f. Elektrochem. **20**, 153—156, 1914.
P. B. Bridgman. Über Tammanns vier neue Eisarten. ZS. f. phys. Chem. **86**, 513—524, 1914.
K. Lübben. Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 180—190, 1914.

A. Hantzsch. Über die optischen Effekte der verschiedenen Alkali- und Erdalkalimetalle bei der Salzbildung im Ultraviolett. ZS. f. phys. Chem. **86**, 624—632, 1914.

A. Sachanov und **N. Rjachowsky.** Die Viskosität von Flüssigkeitsgemischen. (Erste Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. **86**, 529—537, 1914.

Eugene C. Bingham. The viscosity of binary mixtures. Journ. phys. chem. **18**, 157—165, 1914.

Henry Richardson Procter. The Equilibrium of Dilute Hydrochloric Acid and Gelatin. Journ. Chem. Soc. **105**, 313—327, 1914.

Arthur James Ewins. The Mutual Solubility of Formic Acid and Benzene, and the System: Benzene—Formic Acid—Water. Journ. Chem. Soc. **105**, 350—364, 1914.

Maurice Drapier. Influence de l'agitation sur la dissolution du cuivre dans l'acide nitrique. C. R. **158**, 338—340, 1914.

H. R. Kruyt. Pseudoternary systems of acid anhydrides and water. I. Phthalic anhydride. Proc. Amsterdam **16**, 712—718, 1914.

Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. XII. Proc. Amsterdam **16**, 739—754, 1914.

G. Pellini e **A. Coppola.** Solubilità e attività. Lincei Rend. (5) **23** [1], 144—151, 1914.

Victor Lefebure. Absorption of Gases by Celluloid. Journ. Chem. Soc. **105**, 328—337, 1914.

W. R. Bousfield. Note on Osmotic Pressure. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

G. W. Vinal and **S. J. Bates.** Comparison of the silver and iodine voltameters and the determination of the value of the faraday. Journ. Washington Acad. **4**, 69—70, 1914.

W. Rathert. Über den Einfluß des magnetischen Feldes auf die elektromotorischen Kräfte von Elementen und auf chemische Prozesse. ZS. f. Elektrochem. **20**, 145—151, 1914.

Wilhelm Rathert. Über die Passivität der Metalle. ZS. f. phys. Chem. **86**, 567—623, 1914.

S. G. Brown. Chemical Action that is Stimulatet by Alternating Currents. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101, 1914.

R. Kremann und **J. Lorber.** Zur elektrolytischen Abscheidung von Legierungen und deren metallographische und mechanische Untersuchung. IV. Mitteilung. Über Versuche zur Abscheidung von Eisen—Magnesiumlegierungen aus wässerigen Lösungen. Wien. Anz. 1913, 96.

Félix Robin. Un grand nombre de phénomènes métallurgiques resteat inexpliqués. Bull. Soc. intern. des électr. (3) **4**, 33—38, 1914.

4. Photochemie.

Jaroslav Milbauer. Beitrag zur Kenntnis der Zersetzung von Chlorwasser am Lichte. ZS. f. phys. Chem. **86**, 564—566, 1914.

J. Howard Mathews and **Harry C. Curtis.** The photochemical deposition of hydrogen peroxide. First paper. Journ. phys. chem. **18**, 166—178, 1914.

Hans L. Heusner. Die photochemischen Strahlen und ihre Messung. ZS. f. Feinmech. **22**, 37—39, 51—53, 1914.

Giacomo Ciamician und **P. Silber.** Chemische Lichtwirkungen. XXIX. Autooxydationen. VII. Chem. Ber. **47**, 640—646, 1914.

G. Ciamician e **P. Silber.** Azioni chimiche della luce. Nota XXVIII. Lincei Rend. (5) **23** [1], 113—119, 1914.

5. Thermochemie.

W. Nernst. Thermodynamische Berechnung chemischer Affinitäten. Chem. Ber. **47**, 608—635, 1914.
Ch. Leenhardt et **A. Boutaric.** Sur la chaleur de fusion des sels hydratés et des hydrates en général. C. R. **158**, 474—477, 1914.
R. Marcelin. Influence de la température sur les vitesses de transformation des systèmes physico-chimiques. C. R. **158**, 407—409, 1914.
S. Wologdine et **B. Penkiewitsch.** Sur la chaleur de formation du sulfure de manganèse. C. R. **158**, 498—499, 1914.
G. Vavon. Vitesse de réaction dans les hydrogénations catalytiques en présence de noir de platine. C. R. **158**, 409—412, 1914.
A. Ariès. Sur les lois du déplacement de l'équilibre chimique. C. R. **158**, 492—494, 1914.
George William Andrew. The Water—Gas Equilibrium in Hydrocarbon Flames. Journ. Chem. Soc. **105**, 444—456, 1914.
L. Crussard. Limites d'inflammabilité et retard spécifique d'inflammation. C. R. **158**, 340—343, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

W. H. Bragg. The X-ray Spectra given by Crystals of Sulphur and Quartz. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 575—580, 1914.
G. T. Beilby. Transparence or Translucence of the Surface Film produced in Polishing Metals. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 593—595, 1914. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101, 1914.
G. Guglielmo. Sull' uso dei reticoli di diffrazione nella misura della dilatazione termica od elastica dei cristalli. Nota II. Lincei Rend. (5) **23** [1], 138—142, 1914.
O. Lehmann. Sur un brusque changement de la forme des cristaux liquides, causé par une transformation moléculaire. C. R. **158**, 389—393, 1914.
Hanriot et **Lahure.** Sur l'écrouissage ascendant et descendant. C. R. **158**, 404—406, 1914.
Georges Charpy. Sur la fragilité produite dans les fers et aciers par déformation à différentes températures. C. R. **158**, 311—314, 1914.
E. Hermann Schulz. Über die Volumen- und Formänderungen des Stahles beim Härten. 6 u. 49 S. Diss. Techn. Hochschule Berlin 1914.
Léon Guillet. Nouvelles recherches sur les points de transformation et la structure des aciers nickel—chrome. C. R. **158**, 412—414, 1914.
Raphael Ed. Liesegang. Kristallisationskraft. S.-A. Naturw. Umschau der Chem.-Ztg. 1913, 3 S.
Fred. Wallerant. Sur les propriétés cristallographiques de la benzine bichlorée. C. R. **158**, 385—386, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Felix Ehrenhaft. Über die Quanten der Elektrizität. (Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche kleiner sind als das Elektron, und ein Beitrag zur Kenntnis der Brownschen Bewegung in Gasen.) Wien. Anz. 1914. 92—95.
C. Déguisne. Elektronen-Dynamik. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 160—178, 1914.
H. Bouasse. Cours de magnétisme et d'électricité. 2. éd. XX u. 448 S. Paris, libr. Ch. Dalagrave, 1914. (Preis 16 Fr.) *

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)
(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

F. E. Smith. Absolute Measurements of a Resistance by a Method based on that of Lorenz. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 525—528, 1914.

Theod. Wulf. Ein Einfadenelektrometer. Phys. ZS. **15**, 250—254, 1914.

A. Campbell. On Vibration Galvanometers of Low Effective Resistance. Phys. Soc. London, Febr. 13, 1914. [Chem. News **109**, 105, 1914. [Nature **93**, 23, 1914.

Eugen Nesper. Neuere Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Mit 65 Abbildungen. 60 S. Leipzig, Verlag von Hachmeister & Thal, 1913.

5. Apparate.

P. Donse. Enregistrement des radiotélégrammes au moyen du télégraphone de Poulsen. C. R. **158**, 473—474, 1914.

Günther Schulze und **R. Lindemann.** Über den Einfluß der elektrostatischen Kapazität und der Mindestspannung der elektrolytischen Ventile auf ihr Verhalten gegen Wechselstrom. Phys. ZS. **15**, 254—260, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Joseph v. Kowalski. Elektrodenlose Ringentladung in Quecksilberdämpfen. Phys. ZS. **15**, 249—250, 1914.

Ragnar Holm. Zur Theorie des Glimmstroms. I. Phys. ZS. **15**, 241—249, 1914.

Georges Claude. Influence du diamètre sur la différence de potentiel aux bornes des tubes au néon. Observation relative aux aurores boréales. C. R. **158**, 479—482, 1914.

Eugène Darmois et **Maurice Leblanc fils.** Sur le fonctionnement de l'arc alternatif à vapeur de mercure. C. R. **158**, 401—404, 1914.

H. B. Baker. R. J. Strutt. Active Nitrogen. Nature **93**, 5, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

R. Whiddington. The Transmission of Cathode Rays trough Matter. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 554—560, 1914.

J. Koenigsberger und **A. Gallus.** Über Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen an einem Isolator. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 190—194, 1914.

Stefan Meyer und **Karl Przibram.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LVIII. Über die Verfärbung von Salzen durch Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Wien. Anz. 1914, 98—99.

Otto Hahn und **Lise Meitner.** Über das Uran Y. Phys. ZS. **15**, 236—240, 1914.

L. Bruner und **E. Bekier.** Versuche über die Wirkung elektrischer Entladungen in Helium auf Radiumemanation. Phys. ZS. **15**, 240—241, 1914.

A. van den Broek. Atomic Models and Regions of Intraatomic Electrons. Nature **93**, 7—8, 1914.

De Broglie. Sur l'obtention des spectres des rayons de Röntgen par simple passage de rayons incidents au travers de feuilles minces. C. R. **158**, 333—334, 1914.

M. de Broglie und **F. A. Lindemann.** Einige Bemerkungen über Röntgenstrahlspektren. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 195—198, 1914.

W. H. Bragg. The X-ray Spectra given by Crystals of Sulphur and Quartz. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 575—580, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Pierre Weiss. Sur la nature du champ moléculaire. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 105—116, 1914.

A. Schidlof et **Mlle A. Albert.** Indépendance de l'hystérésis alternative (fréquences élevées) de la Vitesse des variations du champ magnétisant. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 117—132, 1914.

Kôtarô Honda and **Hiromu Takagi.** Die thermomagnetischen Eigenschaften des Eisens und der Stähle. Science Rep. Tôhôku Univ. **2**, 203—216, 1914.

S. W. J. Smith and **J. Gould.** A Thermomagnetic Study of the Eutectoid Transition Point of Carbon Steels. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101. 1914.

H. Kamerlingh Onnes and **Albert Perrier.** Magnetic researches. X. Apparatus for the general cryomagnetic investigation of substances of small susceptibility. (Continued.) Proc. Amsterdam **16**, 786—789, 1914.

W. Arkadiew. Die ferromagnetischen Eigenschaften der Metalle als Funktion ihrer Wellenlänge. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 103—108, 1913. (Russisch.)

P. Dejean. Contribution à l'étude des variations du ferromagnétisme en fonction de la température. Bull. Soc. intern. des électr. (3) **4**, 11—33, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

W. Rathert. Über den Einfluß des magnetischen Feldes auf die elektromotorischen Kräfte von Elementen und auf chemische Prozesse. ZS. f. Elektrochem. **20**, 145—151, 1914.

N. Bulgakow. Integrierung der Differentialgleichung einer oszillierenden Entladung in einem Stromkreise mit veränderlichem Widerstand. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 266—275, 1913. (Russisch.)

V. Smirnow und **A. Friedmann.** Zur Frage der oszillierenden Entladung eines Kondensators. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 276—282, 1913. (Russisch.)

André Blondel. Sur l'influence du montage des transformateurs triphasés dans les transports d'énergie à haute tension. C. R. **158**, 453—457, 1914.

Swyngedauw. Résonance des harmoniques 3 des transformateurs en courant triphasé. C. R. **158**, 484—487, 1914.



13. Schnelle elektrische Schwingungen.

C. J. de Groot. Aus dem Gebiete der drahtlosen Meßtechnik. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 109—132, 1914.

H. M. Macdonald. Transmission of Electric Waves along the Earth's Surface. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101, 1914.

Ferdinand Braun. Eine absolute Messung des vom Eifelturm ausstrahlenden Feldes in Straßburg. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 132—139, 1914.

Albert Turpain. L'inscription des signaux hertziens. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 133—145, 1914.

W. Arkadiew. Über die Reflexion elektrischer Wellen an Drähten. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 45—60, 1913. (Russisch.)

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

P. Zeeman. Magnetooptische Untersuchungen mit besonderer Berücksichtigung der magnetischen Zerlegung der Spektrallinien. XI u. 242 S. Mit 74 Abbildungen im Text und 8 Lichtdrucktafeln. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1914.

Antonino Lo Surdo. Su l'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman: le varie righe della serie die Balmer presentano diverse forme di scomposizione. Lincei Rend. (5) **23** [1], 143—144, 1914.

R. Fortrat. Simplification et régularisation des bandes spectrales par le champ magnétique. C. R. **158**, 334—335, 1914.

Paul Selényi. Elementare Theorie des Faradayschen Effektes. Phys. ZS. **15**, 234—236, 1914.

G. Reboul. Sur l'action sélective des métaux dans l'effet photo-électrique. C. R. **158**, 477—479, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Marcel Brillouin. Rayonnement, et chaleurs spécifiques. Ann. de phys. (9) **1**, 13—19, 1914.

George Green. On Natural Radiation from a Gas. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 581—587, 1914.

L. Mandelstam. Strahlung einer Lichtquelle, die sich sehr nahe an der Trennungsfläche zweier durchsichtiger Medien befindet. Phys. ZS. **15**, 220—225, 1914.

K. Försterling. Lichtfortpflanzung in inhomogenen Medien. (Theorie der Lippmannschen Farbenphotographie.) II. Phys. ZS. **15**, 225—234, 1914.

G. W. Walker. Note on the Origin of Black Body Radiation. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101, 1914.

H. S. Allen. Atomic Models. Nature **92**, 713—714, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Ch. Féry. Le prisme à faces courbes et ses applications. Soc. Franç. de Phys. Nr. 58, 5, 1914.

F. Weidert. Entwicklung und Konstruktion der Unterseeboots-Sehrohre. S.-A. Jahrb. Schiffbautechn. Ges. 1914, 174—227.

S. Pokrowsky. Über mögliche Typen von Halbschatteninterferometern. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 1—20, 1913. (Russisch.)

H. Lehmann. Das Lumineszenz-Mikroskop, seine Grundlagen und seine Anwendungen. S.-A. ZS. f. wiss. Mikrosk. **30**, 417—470, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

K. Lübben. Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 180—190, 1914.

K. Försterling. Lichtfortpflanzung in inhomogenen Medien. (Theorie der Lippmannschen Farbenphotographie.) II. Phys. ZS. **15**, 225—234, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

L. N. G. Filon. On the Temperature Variation of the Photoelastic Effect in Strained Glass. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 587—593, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

F. Croze. Recherches expérimentales sur les spectres d'émission des gaz usuels. Ann. de phys. (9) **1**, 35—96, 1914.

A. K. Ångström. Die selektive Reflexion von Nitriden in Lösung. ZS. f. phys. Chem. **86**, 525—528, 1914.

K. Iwanow. Eine neue Bestimmung der Parameter der Linie D_1. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 109—124, 1913. (Russisch.)

K. Iwanow. Untersuchung der Struktur der Spektrallinien D_1 und D_2 in der durch verschiedene Natriumverbindungen gefärbten Bunsenflamme. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 125—141, 1913. (Russisch.)

A. Hantzsch. Über die optischen Effekte der verschiedenen Alkali- und Erdalkalimetalle bei der Salzbildung im Ultraviolett. ZS. f. phys. Chem. **86**, 624—632, 1914.

John Theodore Hewitt, Rhoda Marianne Johnson, and **Frank George Pope.** The Absorption Spectra of Nitrated Phenylhydrazones. Journ. Chem. Soc. **105**, 364—368, 1914.

G. T. Beilby. Transparence or Translucence of the Surface Film produced in Polishing Metals. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 593—595, 1914. Roy. Soc. London, Febr. 12, 1914. [Chem. News **109**, 101, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

8. Physiologische Optik.

P. Lasarew. Über eine Verallgemeinerung des Fechnerschen psycho-physischen Grundgesetzes in Beziehung auf die Gesichtswahrnehmungen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 21—27, 1913. (Russisch.)

P. Lasarew. Photochemische Theorie der peripherischen Gesichtswahrnehmung. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 285—298, 1913. (Russisch.)

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

W. H. Keesom. Über die Frage, ob sich im absoluten Nullpunkt die Entropie beim Mischen ändert. (On the question whether at the absolute zero entropy changes on mixing.) Phys. ZS. **15**, 217—220, 1914.

F. Wassilewsky. Temperatur und Quantentheorie. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 209—311, 1913. (Russisch.)
M. v. Smoluchowski. Gültigkeitsgrenzen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie. S.-A. Math. Vorl. a. d. Univ. Göttingen. VI, 87—121, 1914. (?)
K. Leontjew. Über den Temperatursprung an der Grenzfläche zwischen einem Gase und einer adsorbierenden Wand. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 210—218, 1913. (Russisch.)

2. Kinetische Theorie der Materie.

Felix Ehrenhaft. Über die Quanten der Elektrizität. (Der Nachweis von Elektrizitäsmengen, welche kleiner sind als das Elektron, und ein Beitrag zur Kenntnis der Brownschen Bewegung in Gasen. Wien. Anz. 1914, 92—95.
John H. Shaxby and **E. Emrys-Roberts.** Studies in Brownian Movement. I. On the Brownian Movement of the Spores of Bacteria. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 544—554 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

Paul Pascal et **A. Jouniaux.** Densité de quelques métaux à l'état liquide C. R. **158**, 414—416, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

A. Repiewa. Das Photometer von L. Weber als optisches Pyrometer. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 362—370, 1913. (Russisch.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Ph. Kohnstamm and **K. W. Walstra.** An apparatus for the determination of gas isotherms up to about 3000 atms. Van der Waals-fund researches No. 5. Proc. Amsterdam **16**, 754—769, 1914.
J. E. Mills. Molecular attraction. X. A reply to criticism. Journ. phys chem. **18**, 101—117, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Marcel Brillouin. Rayonnement et chaleurs spécifiques. Ann. de phys. (9) **1**, 13—19, 1914.
Ezer Griffiths. The Variation with Temperature of the Specific Heat of Sodium in the Solid and the Liquid State; also a Determination of its Latent Heat of Fusion. Proc. Roy. Soc. London (A) **89**, 561—574, 1914.
Ch. Leenhardt et **A. Boutaric.** Sur la chaleur de fusion des sels hydratés et des hydrates en général. C. R. **158**, 474—477, 1914.
Alexander Rodzewitz. Eine neue Formel für die Siedewärme verschiedener Stoffe. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. Tl., 355—361, 1913. (Russisch.)

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Franz Rusch. Winke für die Beobachtung des Himmels mit einfachen Instrumenten. Leipzig und Berlin, B. G. Teubuer, 1913. 8⁰. 1 Bl., 49 S. *

C. G. Abbot, Director, **F. G. Fowle,** and **L. B. Aldrich.** Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution. Vol. 3. Washington 1913. 4⁰. 254 pp. Ref. Quart. J. **40**, 169, 86, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

C. G. Abbot. The radiation of the sun. Washington 1913. 8⁰. S.-A. Smithsonian Report for 1912. Publication Nr. 2191, S. 153—165, 2 Tafeln.

A. Wolfer-Zürich. Provisorische Sonnenflecken-Relativzahlen für das vierte Quartal 1913. Met. ZS. **31**, 1, 27, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Meteorological Congress at Venice 1914. Quart. J. **40**, 169, 78, 1914.

Conference of observers and students of meteorology. Quart. J. **40**, 169, 77, 1914.

M. E. S. Wright. A medley of weather lore. Collected by ... Horace G. Commin, Bournemouth, 1913. 12 mo. 144 pp. Ref. Quart. J. **40**, 169, 85, 1914.

Felix M. Exner. Über die Korrelationsmethode. Jena 1913. 8⁰. 36 S. (Aus Naturw. Wochenschr. gesondert abgedruckt und mit einem Anhang versehen).

A. Watt. On the correlation of weather and crops in the East of Scotland. J. of the Scott. Met. Soc. **16**, 30, 184—187, 1913.

On seasons and crops in the East of England. J. of the Scott. Met. Soc. **16**, 30, 179—193, 1913.

Weather map of northern hemisphere. Quart. J. **40**, 169, 78—79, 1914.

F. Siegl-Curityba. Meteorologische „Theorell" Station auf der Insel Fernando de Noronha. Met. ZS. **31**, 1, 37, 1914.

Friedrich Schultheiss-Nürnberg. Phänologisches. Eintritt der Fruchtreife nach frühester und spätester Blüte. Met. ZS. **31**, 1, 31—33, 1914.

Gottfried Karl Franz. Die Phänologie des Winterroggens in Niederland, Schleswig-Holstein und Mecklenburg. Inaug.-Diss. Halle a. S. 1913. 8⁰. 82 S., 4 Karten. S.-A. Archiv des Ver. d. Freunde d. Naturw. in Mecklenburg, **67**.

Jahresbericht des Physikalischen Vereins zu Frankfurt am Main für das Rechnungsjahr 1911—1912. Frankfurt a. M. 1913. 8⁰. 121, 19 S., 6 Tabellen.

Meteorological charts for the oceans and great lakes. Quart. J. **40**, 169, 77, 1914.

Wilh. Meinardus. Meteorologische Ergebnisse der Seefahrt des „Gauß" 1901—1903. Deutsche Südpolar-Expedition 1901—1903. 4 Bd. Meteorologie 2. Bd., 3. Teil. Berlin, Georg Reimer, 1913. 4⁰.

National Antarctic Expedition, 1901—1904. Meteorology, Part. 2. Comprising daily synchronous charts, October 1, 1901, to March 31, 1904. Prepared in the Meteorological Office under the superintendence of M. W. Campbell Hepworth, C. B. R. D. Commander R. N. R., Marine-Superintendent. London: published by the Royal Society, 1913. 4to. 26 pp and plates. (Price 21 s.) Ref. R. C. Mossmann. Quart. J. **40**, 169, 82—84, 1914.

Manila Observatory struck by lightning. Quart. J. **40**, 169, 77, 1914.

Resultate der meteorologischen Beobachtungen in Monastir. Met. ZS. **31**, 1, 43, 1914.

Beobachtungen des meteorologischen Observatoriums der Universität Innsbruck im Jahre 1911. Innsbruck 1913. 8⁰. 22 Bl.

Wilh. Meinardus. Meteorologische Ergebnisse der Kerguelen-Station 1902—1903. Deutsche Südpolar-Expedition 1901—1903, 4. Bd. Meteorologie 2. Bd., 2. Teil. Berlin, Georg Reimer, 1913. 4⁰.

J. R. Sutton. A preliminary survey of the meteorology of Kimberley. Transact. of the R. Soc. of South Africa **3**, 2, 215—229, 1913.

Boletin mensual del observatorio del Ebro. Mayo de 1913. Observatorio de fisica cosmica del Ebro. **4**, Nr. 5.

Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites à l'observatoire du Parc Saint-Maur en novembre 1913. Annu. soc. mét. de France **62**, 30—32, 1914.

Resumé des observations faites par les membres et les correspondents de la Société (Novembre 1913). Annu. soc. mét. de France **62**, 20—29, 1914.

Fr. Ellemann. Über die Witterung in Anhalt im Jahre 1912. Dessau 1913. 8⁰. Jahresber. d. Landwirtschaftskammer f. d. Herzogtum Anhalt für das Jahr 1912. S. 71—83.)

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

H. Maurice. L'éxpédition franco-suédoise de sondages aériens à Kiruna 1907, 1908 et 1909. Avec une introduction de H. H. Hildebrandsson. Upsala 1913. 4⁰. 77 S., 9 planches. (Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis [4] **3**, 7.) Ref. R. Wenger. Met. ZS. **31**, 1, 44—45, 1914.

Otto Fröhlich. Pilotballonbeobachtungen in Breslau zwecks Bestimmung der Windrichtung und Windstärke in oberen Luftschichten während der Jahre 1911 u. 1912. Breslau 1913. 8⁰. 35 S. S.-A. Jahresber. d. Schlesischen Gesellschaft f. vaterländische Kultur 1913. Naturwiss. Sektion.

R. Dietzius. Zur Fälschung der Bahnen von Pilotballonen durch vertikale Luftströmungen. Beitr. z. Physik der freien Atm. **6**, 2, 58—72, 1913.

Albert Peppler. Zur Kenntnis der Luftströmungen in großen Höhen über Zyklonen und Antizyklonen. Beitr. z. Physik der freien Atmo. **6**, 2, 73—99, 1913.

G. Nadler. Einige Folgerungen für den Aufbau der Atmosphäre aus den Registrierballonbeobachtungen der Internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt. Beitr. z. Physik der freien Atmo. **6**, 2, 100—139, 1913.

W. N. Shaw. Upper air calculus and the British soundings during the international week (May 5—10), 1913. J. of the Scott. Met. Soc. **16**, 30, 167—178, 1913.

Upper air observations in India. Quart. J. **40**, 169, 77, 1914.

W. H. Dines. Upper air correlation. Quart. J. **40**, 169, 11—12, 1914.

W. H. Dines. Variation of the height of the commencement of the isothermal column. Quart. J. **40**, 169, 8—9, 1914.

W. H. Dines. The daily temperature change at great heights. Quart. J. **40**, 169, 1—8, 1914.

W. Köppen und **F. Wedemeyer.** Beziehungen zwischen Temperatur, Luftdruck und Höhe der Troposphäre im europäischen Flachlande. Met. ZS. **31**, 1, 1—15, 1914.

W. H. Dines. International balloon ascents. Symons's Met. Mag. **48**, 574, 189, 1913.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Merkbuch für Luftfahrer zur Erkennung des Kgl. Aeronautischen Observatoriums Lindenberg und zur Vermeidung von Kollisionen mit dessen Drachendrähten. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. 8⁰. 2 Bl., 3 Postkarten.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

J. v. Hann. J. Scherer: Vieljährige Mittel der Temperatur zu Port au Prince, Haiti. Met. ZS. **31**, 1, 30—31, 1914.

Ch. Goutereau. Sur les températures supérieures ou inférieures à certaines limites. Annu. soc. mét. de France **62**, 18—21, 1914.

John Dover. Annual variation of temperature at Totland Bay, Isle of Wight. Quart. J. **40**, 169, 74, 1914.

2 C2. Strahlung.

F. Lindholm. Mesures actinométriques pendant l'éclipse solaire du 17 avril 1912. Upsala und Stockholm 1913. 8⁰. 11 S. (Arkiv for Matematik, Astronomi och Fysik **8**, 21.

2 D. Luftdruck.

G. Angenheister. Über die dreijährige Luftdruckschwankung und ihren Zusammenhang mit Polschwankungen. 8⁰. 13 S., 1 Taf. S.-A. Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen. Math.-phys. Kl. 1914.

Wilhelm Meinardus. Ergebnisse der Luftdruckbeobachtungen der Internationalen Meteorologischen Kooperation 1901—1904. Deutsche Südpolar-Expedition 1901—1903. 4 Bd. Meteorologie, 2 Bd., 4. Teil. Berlin, Georg Reimer, 1913. 4⁰,

Dr. **Alfred Roschkott**-Triest. Bemerkenswerte Luftdruckschwankungen in Triest. Met. ZS. **31**, 1, 40—42, 1914.

M. M'Callum Fairgrieve. A possible hourly period in the diurnal variation of the barometer. J. of the Scott. Met. Soc. **16**, 30, 158—166, 1913.



2 E. Winde und Stürme.

Stephen Campbell Bayard, Santos. Storm and heavy rain at Santos, Brazil. Quart. J. **40**, 169, 74, 1914.

Henry Harries. F. R. Met. Soc. Eddy winds of Gibraltar. Quart. J. **40**, 169, 13—31, 1914.

A. Schmauß. Der Föhn in Lindau. München 1913. 4°. 3 S. S.-A. Beobachtungen der meteorologischen Stationen im Königreich Bayern. **35**, Jahrg. 1913.

R. C. Messmann, F. R. S. E. Acting Editor of British Rainfall, and **Carle Salter,** Assistant Director of the British Rainfall Organization. Great rainstorm at Doncaster on september 17, 1913. Quart. J. **40**, 169, 43—40, 1914.

Waterspout at close range. Quart. J. **40**, 169, 78, 1914.

2 F. Wasserdampf.

Dense fog. January 1814. Times, January 2, 1914. Ref. Quart. J. **40**, 169, 42, 1914.

Karl Stuchtey, Marburg i. H. Kappen über Cumulusköpfen im 4000 m-Niveau. Met. ZS. **31**, 1, 15—19, 1914.

2 G. Niederschläge.

N. H. J. Miller. The composition of rain-water collected in the Helvides and in Iceland, J. of the Scott. Met. Soc. **16**, 30, 141—158, 1913.

L. C. W. Bonacina. Note on frozen precipitation. Symons's Met. Mag. **48**, 574, 188, 1913.

Rainfall map of Tasmania. Quart. J. **40**, 169, 75, 1914.

Torrential rainfall at Montell, Texas. U. S. Month. Weather Rev. June 1913.

G. F. Pearson. Rainstorm at Kington, on 6th. October 1913. Symons's Met. Mag. **48**, 574, 186, 1913.

Hailstorms in Switzerland. Quart. J. **40**, 169, 12, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

J. Elster und **H. Geitel.** Zur Influenztheorie der Niederschlagselektrizität. Phys. ZS. **14**, 25, 1287—1292, 1913.

F. Schindelhauer. Über die Elektrizität der Niederschläge. Phys. ZS. **14**, 25, 1292—1296, 1913.

A. Carse. Note on atmospheric electric potential results at Edinburgh during 1912. J. of the Scott. Met. Soc. **16**, 30, 188—189, 1913.

Dr. **G. C. Simpson.** Potential gradient at Simla from May 1907 to May 1910. Ref. Quart. J. **40**, 169, 12, 1914.

Wilhelm Schmidt-Wien. Welche Arten von Schallreflexion kommen für Donner in Betracht? Met. ZS. **31**, 1, 33—36, 1914.

A. Baldit. Les orages dans le département de La Haute-Loire en 1912. Annu. soc. mét. de France **62**, 25—28, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

R. Mentzel. Atmosphärische Polarisationsmessungen. Bremen 1913. 4°. 2 Bl. S.-A. Meteorologisches Jahrbuch f. Bremen 1912, Jahrg. XXIII.

Prof. Dr. **P. Gruner,** Bern. Polarisation des Himmels und Lage der neutralen Punkte im Sommer 1913 in Bern. Met. ZS. **31**, 1, 37—38, 1914.

Alb. Schmidt, Taunus-Observatorium. Zur atmosphärischen Trübung. Met. ZS. **31**, 1, 29—30, 1914.

Arthur H. Waller, Umtali, Rhodesia. Six rainbows seen at once. Quart. J. **40**, 169, 75, 1914.
Wm. Marriott. Brilliant sunsets and afterglows. Quart. J. **40**, 169, 72, 1914.
Eric Stuart Bruce. Curious mirage of the sun seen at Ostend, September 1907. Quart. J. **40**, 169, 73, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

Osc. V. Johansson. Über Entstehung und Wirkungen absteigender Luftströme. Helsingfors 1913. 4°. 122 S. (Acta Societ. Scient. Fennicae **54**, Nr. 1.) Ref. R. Süring. Met. ZS. **31**, 1, 45—47, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

A. O. Walker. Weather fallacies (concluded). Symons's Met. Mag. **48**, 574, 184—185, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

2 P. Klimatologie.

J. v. Hann. W. Rickmer Rickmers über das Klima und die Klimaschwankungen in Mittelasien. Met. ZS. **31**, 1, 43—44, 1914.
Max Sassenfeld-Emmerich a. Rh. Zum Klima des tropischen Inneren von Südamerika. Met. ZS. **31**, 1, 38—40, 1914.
Volcanoes and climate. Quart. J. **40**, 169, 32, 1914.
W. Fix. Die klimatischen Verhältnisse des Zwischenseengebietes in Deutsch-Ostafrika. ZS. f. Balneolog. **6**, 17, 481—483, 1913.
The climate and weather of San Diego, California. Prepared under the direction of Willis L. Moore, Chief United States Weather Bureau, by Ford A. Carpenter LL. D., Forecaster. Illustrated with photographs and charts by author and others. San Diego: Chamber of Commerce, 1913. 8 vo. 12 + 118 pp. Ref. Quart. J. **40**, 169, 84, 1914.
K. Dove. Das Klima von Südwestafrika. Himmel und Erde **26**, 3, 113—126, 1913.
A. B. Mac Dowall. The climate of Torquay. Symons's Met. Mag. **48**, 574, 187, 1913.
A. Woeikof. Klima von Aguila (Bolivien) in 5232 m Seehöhe. Met. ZS. **31**, 1, 19—23, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

Max Wolf-Königstuhl. Pegelstand und Temperatur des Grundwassers auf dem Königstuhl. Met. ZS. **31**, 1, 27—29, 1914.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

G. **Angenheister.** Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit magnetischer Störungen und Pulsationen. Bericht über die erdmagnetischen Schnellregistrierungen in Apia (Samoa), Batavia, Cheltenham und Tsingtau im September 1911. Göttingen 1913. 8⁰. 17 S. S.-A. Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. z. Göttingen, Math.-phys. Kl., 1913.

A. **Angot.** Valeur des éléments magnétiques à l'observatoire du Val-Joyeuse au 1er janvier 1914. Annu. soc. mét. de France **62**, 24—25, 1914.

Daniel L. **Hazard.** Results of observations made at the United States Coast and Geodetic Survey Magnetic Observatory near Honolulu, Hawai 1911 and 1912. Washington 1913. 4⁰. 99 S., 6 Taf.

L. A. **Bauer.** The magnetic survey of the oceans. Geogr. J. **42**, 6, 517—530, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

W. **Halbfaß.** Der gegenwärtige Stand der Seenforschung. Berlin und Wien 1913. 8⁰. 1 Bl., 54 S. S.-A. Fortschritte d. naturwiss. Forschung. IX. Bd.

J. B. **Gèze.** L'humidité du sol et la météorologie agricole. Annu. soc. mét. de France **62**, 12—17, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Charles E. P. **Brooks**, B. Sc. F. R. Met. Soc. Professional Assistant at the Met. Office. The meteorological Conditions of an ice-sheet and their bearing on the desiccation of the globe. Quart. J. **40**, 169, 53—70, 1914.

Dr. Wilhelm R. **Eckardt.** Pflanzengeographische Probleme unter besonderer Berücksichtigung der Eiszeit und des Akklimatisationsproblems der Pflanzen. Prometheus **25**, 21, 321—324, 1914.

J. **Maurer**-Zürich. Über Gletscherschwund und Sonnenstrahlung. Met. ZS. **31**, 1, 23—27, 1914.

J. E. **Church.** Jr. Ph. D. F. R. Met. Soc. Director, Mount Rose Met. Obs. Univ. of Nevada, U. S. A. Recent studies on snow in the United States. Quart. J. **40**, 169, 43—52, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. | 15. April 1914. | Nr. 7.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 7 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 31. März 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Henri Poincaré. Wissenschaft und Methode. Autorisierte deutsche Ausgabe mit erläuternden Anmerkungen von F. und L. Lindemann. VI u. 283 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Sammlung: Wissenschaft und Hypothese XVIII.) (Preis geb. 5 M.) *

Theodore Lyman. Victor Schumann. Astrophys. Journ. **39**, 1—4, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

W. Brüsch. Zur Frage der naturwissenschaftlichen Schülerübungen auf allen Klassenstufen der Oberrealschulen des Deutschen Reiches nach dem Stande des Jahres 1913. S.-A. Aus der Natur **10**, 402—410, 1914 (?)

W. Duddell. A Water Model of the Musical Electric Arc. Proc. Phys. Soc. London **26**, 117, 1914.

Henry J. S. Sand. Vacuum-tight Lead-seals for Leading in Wires in Vitreous Silica and other Glasses. Proc. Phys. Soc. London **26**, 127—130, 1914.

Heinrich Mache. Ein einfacher Apparat zur Demonstration der Wilsonschen Versuche über die Sichtbarmachung der Bahnen ionisierender Teilchen. Phys. ZS. **15**, 288—289, 1914.

Theodor Paul. Apparate zur Herstellung und Aufbewahrung von reinem Wasser in größerer Menge. ZS. f. Elektrochem. **20**, 179—185, 1914.

Otto Ruff. Elektrische Vakuumöfen für hohe Temperaturen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 177—179, 1914.

Ulrich Raydt. Über eine Abänderung des Tammann-Ofens. ZS. f. Elektrochem. **20**, 185—187, 1914.

Arthur W. Gray. The production of temperature uniformity in an electric furnace. Journ. Washington Acad. **4**, 134—138, 1914.

3. Maß und Messen.

R. de Baillehache. Communication sur le projet de loi relatif aux unités de mesure. Soc. Franç. de Phys. Nr. 54, 4—6, 1914.

R. Spalckhaver. Zur Streitfrage „Kilogramm-Kraft oder Kilogramm-Masse". ZS. d. Ver. d. Ing. 58, 307—308, 1014.

Alexander Mc Adie. New Units in Aerology. Nature 93, 58, 1913.

F. Göpel. Teilungsuntersucher für Zahnräder. Werkstattstechnik 7, 643 und 675, 1913. [ZS. f. Instrkde. 34, 84—91, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

August Föppl. Vorlesungen über technische Mechanik. In sechs Bänden. Vierter Band Dynamik. Mit 86 Fig. im Text. 4. Aufl. X u. 486 S. Leipzig u. Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis geb. 12 *M.*)

G. Armellini. Un théorème général sur le problème des n corps. C. R. 158, 680—683, 1914.

F. J. Wiśniewski. Die brachistochronen Kurven vom Standpunkt der Minkowskischen Mechanik. Wektor 4, 250—262, 1914. (Polnisch.)

B. Weinstein. Zu Minkowskis Mechanik. Die Weltkonstante, die Systemmechanik. Ann. d. Phys. (4) 43, 929—954, 1914.

Ludwig Föppl und Percy Daniell. Zur Kinematik des Bornschen starren Körpers. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1913, 519—529.

Jun Ishiwara. Grundlagen einer relativistischen elektromagnetischen Gravitationstheorie. Phys. ZS. 15, 294—298, 1914.

E. Guyou. Sur l'homogénéité des équations et sur la simplification des problèmes quand certaines quantités deviennent petites. C. R. 158, 529—534, 1914.

Karl Uller. Merkwürdige Bewegungserscheinungen an einem Zentrifugalapparat. Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 249—262, 1914.

Alfred Denizot. Zur Theorie der relativen Bewegung eines starren Massensystems nebst Anwendung auf Foucaults Gyroskop. Wien. Anz. 1914, 106.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

R. v. Mises. Mechanik der festen Körper im plastisch-deformablen Zustand. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1913, 582—592.

M. T. Huber und **S. Fuchs.** Spannungsverteilung bei der Berührung zweier elastischer Zylinder. Phys. ZS. 15, 298—303, 1914.

Gustavo Colonnetti. Esperienze sulla elasticità a trazione del rame. Nota II. Lincei Rend. (5) 23 [1], 225—232, 1914.

R. F. Gwyther. The specification of the elements of stress. Part. III. Manchester Soc., Febr. 10, 1914. [Nature 93, 77, 1914.

Theodore W. Richards and **Clarence L. Speyers.** The compressibility of ice. Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 491—494, 1914.

6. Hydromechanik.

Victor Vâlcovici. Sur la résistance hydrodynamique dans le mouvement non uniforme. C. R. 158, 683—685, 1914.

Lord Rayleigh. Further Calculations concerning the Momentum of Progressive Waves. Phil. Mag. (6) 27, 436—440, 1914.

G. Archdall-Reid. The Movements of Floating Particles. Nature 93, 60, 1914.

O. Faust. Die innere Reibung von Flüssigkeiten unter hohem Druck. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1913, 489—508.

7. Kapillarität.

Henri Labrouste. Sur une transformation moléculaire des couches minces étendues sur l'eau. C. R. **158**, 627—629, 1914.

C. R. Darling. Some Further Experiments with Liquid Drops and Globules. Proc. Phys. Soc. London **26**, 118—119, 1914.

John Johnston und **H. Adams.** Über Daubrées Experiment und die Kapillarität in Beziehung auf gewisse geologische Probleme. Zentralbl. f. Min. 1913, 171—183.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Walter Küpper. Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 905—928, 1914.

E. Waetzmann. A Note on Prof. Edwin H. Bartons Article „Range and Sharpness of Resonance under Sustained Forcing and their Variations with Pitch". Phil. Mag. (6) **27**, 467—468, 1914.

2. Physiologische Akustik.

G. W. Stewart. The Character of Interaural Sound Conduction Indicated by Binaural Beats. Abstract of a paper presented before the American Physical Society at Atlanta, December 31, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 146—147, 1914.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

F. H. Loring. Atomic Weights. Chem. News **109**, 143, 1914.

Henry Vincent Aird Brissoc and **Harry Frank Victor Little.** The Atomic Weight of Vanadium. Chem. Soc. London, March 5, 1914. [Chem. News **109**, 140, 1914.

Gregory Paul Baxter. Twenty-first annual report of the committee on atomic weights. Determinations published during 1913. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 457—466, 1914.

Felix Auerbach. Die sieben Anomalien des Wassers. Himmel u. Erde **26**, 203—213, 259—267, 1914.

Louis Benoist et **Hippolyte Copaux.** Application des lois de transparence de la matière aux rayons X, à la fixation de quelques poids atomiques contestés: Cas du thorium et du cérium. C. R. **158**, 689—692, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Karl Czukor. Eine thermodynamische Beziehung zwischen Konzentration und spezifischer Wärme hochverdünnter Lösungen und der Temperaturkoeffizient von Konzentrationselementen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 228—231, 1914.

E. Doumer. Ionisation de l'eau dans les dissolutions de sulfate de cuivre. Soc. Franç. de Phys. Nr. 54, 2—3, 1914.



G. Gouy. De l'action de la pesanteur sur les mélanges gazeux, notamment dans l'atmosphère terrestre. C. R. **158**, 664—668, 1914.

Johannes Bieker. Über Dispersion und chemische Konstitution einiger Anionen im Wasser. 24 S. Diss. Rostock 1913.

Harry C. Jones und **J. Sam Guy.** Eine quantitative Untersuchung der Absorptionsspektren von Lösungen mittels des Radiomikrometers. Ann. d. Phys. (4) **43**, 555—604, 1914.

L. Tschugaeff und **W. Chlopin.** Über ein neues Verfahren zur Löslichkeitsbestimmung bei höheren Temperaturen. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 154—162, 1914.

J. Howard Mathews and **Ernest Baden Benger.** Equilibrium in the system: copper acetate pyridine. Journ. phys. Chem. **18**, 264—268, 1914.

Mme N. Demassieux. Étude de l'équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorure de sodium en solution aqueuse. C. R. **158**, 702—703, 1914.

John F. W. Schulze. Some physical properties and the analysis of ternary mixtures of toluene, carbon tetrachloride and ethylene bromide. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 498—513, 1914.

Alexander Findlay and **Owen Rhys Howell.** The Influence of Colloids and Fine Suspensions on the Solubility of Gases in Water. Part. IV. Solubility of Nitrous Oxide at Pressures Lower than Atmospheric. Journ. chem. soc. **105**, 291—298, 1914.

F. Leprince-Ringuet. Expériences sur l'absorption des gaz par la houille. C. R. **158**, 573—576, 1914.

H. Hartley. The electrical condition of a gold surface during the absorption of gases and their catalytic combustion. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Nature **93**, 75—76, 1914.

A. Holt. The rate of solution of hydrogen by palladium. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Nature **93**, 76, 1914.

Thomas Ralph Merton. The Production of High Vacua by Means of Finely Divided Copper. Chem. Soc. London, Febr. 19, 1914. [Chem. News **109**, 126, 1914.

A. Dietl. Über die Sorption einiger Säuren und Nichtelektrolyte durch Wolle. Wien. Anz. 1914, 110—111.

A. Dietl. Zur Kenntnis der Kinetik der Sorption. Wien. Anz. 1914, 110—111.

A. Dietl. Kinetik der Sorption. Wien. Anz. 1914, 130—131.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

F. P. Worley. The Decline of the Hypothesis of Ionic Dissociation. Phil. Mag. (6) **27**, 459—467, 1914.

J. Carvallo. Conductibilité électrique de l'anhydride sulfureux liquide et de quelques autres liquides purs. Soc. Franç. de Phys. Nr. 54, 3—4, 1914.

Richard C. Tolman, Earl W. Osgerby and **T. Dale Stewart.** The acceleration of electrical conductors. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 466—485, 1914.

G. Oesterhold. Die elektrochemische Oxydation des Ammoniaks. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 105—142, 1914.

4. Photochemie.

O. W. Richardson. The Theory of Photoelectric and Photochemical Action. Phil. Mag. (6) **27**, 476—488, 1914.

Harold Wager. Action of Light on Chlorophyll. Roy. Soc. London, March 5, 1914. [Chem. News **109**, 139, 1914. [Nature **93**, 49, 1914.

Jean Bielecki et **Victor Henri.** Influence de la liaison éthylénique et des groupes carbonyl et carboxyl sur l'absorption des rayons ultraviolets. C. R. **158**, 567—570, 1914.

G. A. Perley, T. J. Twomey and **H. A. Robinson.** The production of direct photographic positives. Journ. phys. chem. **18**, 185—212, 1914.

5. Thermochemie.

Theodore W. Richards and **Augustus H. Fiske.** On the transition temperatures of the hydrates of sodium carbonate as fixed points in thermometry. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 485—490, 1914.

Wilder D. Bancroft and **Harry B. Weiser.** Flame reactions. I. The Dissociation of Luminescent Gases. Journ. phys. chem. **18**, 213—263, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Fred. Wallerant. Sur le polymorphisme du camphre. C. R. **158**, 597—598, 1914.

O. Mügge. Über Translationen am Phosgenit und Bleiglanz. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl. 1913, 561—564.

G. Tammann. Zur Unterscheidung von Racemie und Pseudoracemie. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl. 1913, 593—602.

C. Gaudefroy. Sur les figures de déshydratation du ferrocyanure de potassium. C. R. **158**, 722—724, 1914.

P. de Cesaris. Die ternären Legierungen Nickel—Kupfer—Gold. Gazz. chim. ital. **44** [1], 27—35, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 1064.

Léon Guillet. Sur les alliages de cuivre, de nickel et d'aluminium. C. R. **158**, 704—706, 1914.

H. Hanemann und **E. H. Schulz.** Formänderungen, Spannungen und Gefügeausbildung beim Härten von Stahl. Stahl u. Eisen **34**, 399—405, 450—457, 1914.

Heinrich Leiser. Die Welt der Kolloide. Mit 7 Tafeln und 15 Abbildungen im Text. 121 S. Leipzig, Verlag von Philipp Reclam jun., ohne Jahreszahl. (Bücher der Naturwissenschaft, herausgegeben von Siegmund Günther, 21. Bd.) (Preis geb. 0,80 ℳ.) *

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

W. F. G. Swann. The Expression for the Electrical Conductivity of Metals as deduced from the Electron Theory. Phil. Mag. (6) **27**, 441—455, 1914.

Carl R. Englund. Note on the Electron Atmosphere (?) of Metals. Phil. Mag. (6) **27**, 457—458, 1914.

Th. De Donder. Interprétation cinématique du théorème de Poynting. C. R. **158**, 687—689, 1914.

L. Décombe. La chaleur de Joule considérée comme chaleur de Siemens. Journ. de phys. (5) **4**, 116—126, 1914.

S. Boguslawski. Zur Theorie der Dielektrika. Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante. Pyroelektrizität. Phys. ZS. **15**, 283—288, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

H. Hörig. Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls. Versuche an Silber und Nickel. Ann. d. Phys. (4) **43**, 525—554, 1914.

S. Boguslawski. Zur Theorie der Dielektrika. Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante. Pyroelektrizität. Phys. ZS. **15**, 283—288, 1914.

3. Elektrostatik.

S. Boguslawski. Zur Theorie der Dielektrika. Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante. Pyroelektrizität. Phys. ZS. **15**, 283—288, 1914.
C. Gutton. Sur le pouvoir inducteur spécifique des liquides. C. R. **158**, 621—623, 1914.
Walter Küpper. Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 905—928, 1914.
John Zeleny. The electrical discharge from liquid points, and a hydrostatic method of measuring the electric intensity at their surfaces. Phys. Rev. (2) **3**, 69—91, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

Friedrich Goltze. Über die Verwendung des magnetischen Spannungsmessers bei der Prüfung der magnetischen Eigenschaften des Eisens. Arch. f. Elektrot. **2**, 303—313, 1914.
Arle Ytterberg. Eine neue Methode zur Aufnahme von Hysteresisschleifen. Arch. f. Elektrot. **2**, 339—342, 1914.
B. Szilard. Sur la mesure de potentiels électriques à distance sans fil. C. R. **158**, 561—564, 1914.
Walter P. White. Einige neue Doppelkompensatoren. ZS. f. Instrkde. **34**, 71—82, 1914.
Albert Campbell. On Vibration Galvanometers of Low Effective Resistance. Proc. Phys. Soc. London **26**, 120—126, 1914.
R. Ll. Jones. On the Moving Coil Ballistic Galvanometer. Proc. Phys. Soc. London **26**, 75—81, 1914.
Paul E. Klopsteg. Calculation of a damping rectangle to produce critical damping in a moving coil galvanometer. Phys. Rev. (2), **3**, 121—125, 1914.
Paul E. Klopsteg. An Absolute Method for determining the Ballistic Constant of a Moving-Coil Galvanometer. Abstract of a paper presented before the American Physical Society at Alanta, December 31, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 147—148, 1914.

5. Apparate.

Philip R. Coursey. Some Characteristic Curves and Sensitiveness Tests of Crystal and Other Detectors. Proc. Phys. Soc. London **26**, 97—116, 1914.
M. Robitzsch. Mitteilungen betreffend die Funkenstation des deutschen Spitzbergen-Observatoriums, Ebeltofthafen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 295—303, 1914.
H. Deslandres et **A. Perot.** Projet d'un électro aimant susceptible de donner un champ magnétique de 100000 gauss. C. R. **158**, 658—664, 1914.
Erich Jasse. Über Elektromagnete. II. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 241—247, 268—970, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

H. Hörig. Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls. Versuche an Silber und Nickel. Ann. d. Phys. (4) **43**, 525—554, 1914.
G. Wietzel. Das thermoelektrische Verhalten der Metalle bei tiefen Temperaturen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 605—622, 1914.

John M'Whan. The Axial Inclination of Curves of Thermoelectric Force: a Case from the Thermoelectrics of Strained Wires. S.-A. Proc. Edinburgh Soc. **34**, 64—68, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

L. Décombe. La chaleur de Joule considérée comme chaleur de Siemens. Journ. de phys. (5) **4**, 116—126, 1914.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Walther Meißner. Über die thermische und elektrische Leitfähigkeit von Kupfer zwischen 20 und 373^0 abs. Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 262—272, 1914.

W. F. G. Swann. The Expression for the Electrical Conductivity of Metals as deduced from the Electron Theory. Phil. Mag. (6) **27**, 441—455, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Ragnar Holm. Zur Theorie des Glimmstroms. II. Phys. ZS. **15**, 289—293, 1914.

L. Ratner. Sur une nouvelle forme de vent électrique. C. R. **158**, 565—567, 1914.

R. J. Strutt. Das Nachglühen der elektrischen Entladungen in Gemischen von Stickstoff mit Sauerstoff. (The Afterglow of Electric Discharge in Mixtures of Nitrogen with Oxygen.) Phys. ZS. **15**, 274—276, 1914.

Georges Claude. Sur le rendement lumineux des tubes au néon en fonction de leur diamètre. C. R. **158**, 692—694, 1914.

H. B. Baker und **R. J. Strutt.** Über die aktive Modifikation des Stickstoffs. Chem. Ber. **47**, 801—804, 1914.

J. de Kowalski. Sur un phénomène lumineux explosif dans l'azote raréfié. C. R. **158**, 625—627, 1914.

Antonio Lo Surdo. Osservazione diretta della scomposizione delle righe spettrali davanti al catodo in un tubo molto sottile. Lincei Rend. (5) **23** [1], 252—253, 1914.

Augusto Righi. Ricerche sperimentali sui raggi magnetici in diversi gas e miscugli gassosi. S.-A. Mem. di Bologna (7) **1**, 36 S., 1914.

Robert F. Earhart. Discharge in a magnetic field. Phys. Rev. (2) **3**, 103—114, 1914.

John Zeleny. The electrical discharge from liquid points, and a hydrostatic method of measuring the electric intensity at their surfaces. Phys. Rev. (2) **3**, 69—91, 1914.

E. Merkel. Über die Wechselstromentladung geringer Stromstärke zwischen Metallelektroden. Ann. d. Phys. (4) **43**, 725—748, 1914.

A. M. Tyndall. Cathode Disintegration in a Vacuum Tube. Phil. Mag. (6) **27**, 415—427, 1914.

A. S. Eve. Unidirectional Currents within a Carbon Filament Lamp. Nature **93**, 32—33, 1914.

P. Ludewig. Die elektrischen Bedingungen beim Übergang vom Bogen- zum Funkenspektrum. Ann. d. Phys. (4) **43**, 652, 1914.

Karl Fredenhagen. Thermische Elektronenemission und lichtelektrischer Effekt des Kaliums. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 201—219, 1914.

Charles Sheard. On the Thermions Produced by Platinum. Abstract of a paper presented at the Atlanta meeting of the American Physical Society, January 1, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 144—146, 1914.

Henry A. Erikson. The Mobility of Ions at Different Temperatures and Constant Gas Density. Abstract of a paper presented at Atlanta meeting of Physical Society, December, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 151—152, 1914.

G. Rümelin. Über die Wiedervereinigung von Gasionen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 821—857, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

W. Wien. Über die Frage, ob die Kanalstrahlen bei der Lichterregung Bewegungsenergie übertragen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 955—964, 1914.

Wilhelm Hammer. Über eine direkte Messung der Geschwindigkeit von Wasserstoffkanalstrahlen und über die Verwendung derselben zur Bestimmung ihrer spezifischen Ladung. Ann. d. Phys. (4) **43**, 653—686, 1914.

D. Isitani. Radioactivity of Mineral Springs in the Provinces of Etizen, Kaga and Noto. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 221—225, 1914.

Charles Moureu et **Adolphe Lepape.** Hélium des grisous et radioactivité des houilles. C. R. **158**, 598—603, 1914.

F. Boutavand. Zum Mechanismus des Zerfalls der radioaktiven Körper. Le Radium **10**, 75—80, 1913. [Beibl. **38**, 304, 1914.

B. Szilard. Sur un paratonnerre au radium. C. R. **158**, 695—697, 1914.

Eugène Wourtzel. Décomposition du gaz ammoniac sous l'action de l'emanation du radium et influence de la température sur les effets chimiques produits par les rayonnements des corps radioactifs. C. R. **158**, 571—573, 1914.

Sir **Ernest Rutherford.** The Structure of the Atom. Phil. Mag. (6) **27**, 488—498, 1914.

C. G. Darwin. Collision of a Particles with Light Atoms. Phil. Mag. (6) **27**, 499—506, 1914.

Alois F. Kovarik. Range of α-Particles in Air at Different Temperatures. Abstract of a paper presented at the Atlanta meeting of the American Physical Society, December 30, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 148—149, 1914.

Alois F. Kovarik and **Louis W. Mc Keehan.** Counting the Transmitted and Reflected β-Particles. Abstract of a paper presented before the American Physical Society at Atlanta, December 31, 1913. [Phil. Rev. (2) **3**, 149—150, 1914.

Alois F. Kovarik. Absorption of β-Particles by Gases. Abstract of a paper presented before the American Physical Society at Atlanta, December 31, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 150—151, 1914.

A. van den Broek. On Nuclear Electrons. Phil. Mag. (6) **27**, 455—457, 1914.

Eichung von radioaktiven Präparaten durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Zweite Mitteilung. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) ZS. f. Instrkde. **34**, 83—84, 1914.

W. Lenz. Über die Wellennatur der Röntgenstrahlen. Arch. f. Elektrot. **2**, 313—326, 1914.

Georges Friedel. Über die Brechung der Röntgenstrahlen durch Kristalle. Bull. Soc. Min. **36**, 211—252, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 942.

Walter Küpper. Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 905—928, 1914.

Alexander Trapesnikow. Über die Wirkung der Röntgenstrahlen auf flüssige Dielektrika. 54 S. Diss. Zürich 1913.

A. J. Philpot. The Asymmetric Distribution of the Secondary Electronic Radiation produced by X-Radiation. Proc. Phys. Soc. London **26**, 131—136, 1914.

H. Kröncke. Über die Messung der Intensität und Härte der Röntgenstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 687—724, 1913.

Maurice de Broglie. La spectrographie des rayons de Röntgen. Journ. de phys. (5) **4**, 101—116, 1914.
Maurice de Broglie. Sur les spectres des rayons de Röntgen, rayons émis par des anticathodes de cuivre, de fer, d'or. C. R. **158**, 623—625, 1914.
Louis Benoist et **Hippolyte Copaux.** Vérifications nouvelles des lois de transparence de la matière aux rayons X, dans le cas spécial des complexes minéraux. C. R. **158**, 559—561, 1914.
Louis Benoist et **Hippolyte Copaux.** Application des lois de transparence de la matière aux rayons X, à la fixation de quelques poids atomiques contestés: Cas du thorium et du cérium. C. R. **158**, 689—692, 1914.
W. H. Bragg. An X-Ray Absorption Band. Nature **93**, 31—32, 1914.
M. v. Laue. Die Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen, hervorgerufen durch das Raumgitter der Kristalle. S.-A. Deuxième Conseil de Physique Solvay, Bruxelles 1913, 33 S.
M. v. Laue und **Steph. van der Lingen.** Beobachtungen über Röntgenstrahlinterferenzen. Die Naturwissenschaften **2**, 328—329, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

J. B. Pomey. Théorie de la constitution des aimants de sir William Thomson par extension de la méthode de Vaschy. Journ. de phys. (5) **4**, 126—134, 1914.
N. H. Williams. Anomalous temperature effects upon magnetized steel. Phys. Rev. (2) **3**, 115—120, 1914.
E. Liebreich. Über die Sichtbarmachung schwacher Magnetisierungen, insbesondere von Quermagnetisierungen Poulsenscher Art. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 307—314, 1914.
F. H. Loring. Magnetic susceptibilities of the elements. Chem. News **109**, 121—122, 133—134, 1914.
Tullio Gnesotto e **Maria Binghinotto.** Costanti magnetiche di amalgame di bismuto. Cim. (6) **6**, 335—347, 1913.
Heinrich Stüdemann. Über den Paramagnetismus von Salzen der Eisengruppe im festen und gelösten Zustande und seine Abhängigkeit von Temperatur und Konzentration. 52 S. Diss. Rostock 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

W. Lenz. Berechnung der Eigenschwingungen einlagiger Spulen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 749—797, 1914.
Otto Szász. Mathematischer Beitrag zur vorstehenden Abhandlung des Herrn Lenz (Berechnung der Eigenschwingungen einlagiger Spulen). Ann. d. Phys. (4) **43**, 798—809, 1914.
André Blondel. Sur la production et l'effet des harmoniques supérieurs dans les transports d'énergie à haute tension. C. R. **158**, 603—608, 1914.
F. Lüschen. Über Scheinwiderstände und einige andere elektrische Werte von Doppelleitungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 245—248, 1914.
Pietro Senepa. Gli effetti termo e galvanomagnetici nel bismuto e le costanti della teoria di Drude. Cim. (6) **6**, 303—325, 1913.
T. Gnesotto e **V. Mattioli.** Il fenomeno Wiedemann in fili di nichel. Cim. (6) **6**, 348—374, 1913.
A. Gray. Notes on Electricity and Magnetism. — 1. The „Rails and Slider" Magneto-machine. 2. Permanent Magnets and Dynamical Theory. Phil. Mag. (6) **27**, 428—435, 1914.
E. Wierzbicki. Das Selenoid. Wektor **4**, 263—267, 1914. (Polnisch.)
J. Biermanns. Beiträge zur Frage des Überspannungsschutzes (Schluß). Arch. f. Elektrot. **2**, 327—339, 1914.
Edwin F. Northrup, with mathematical treatment by **John R. Carson.** The skin effect and alternating-current resistance. Journ. Franklin Inst. **177**, 125—168, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

C. Gutton. Sur le pouvoir inducteur spécifique des liquides. C. R. **158**, 621—623, 1914.

J. Zenneck. Die Entstehung der Schwingungen bei der Lichtbogenmethode. Ann. d. Phys. (4) **43**, 481—524, 1914.

Kobayashi-Iwao. Über den Einfluß der Dämpfung auf die Beugung elektrischer Wellen an einem dielektrischen Zylinder. Ann. d. Phys. (4) **43**, 861—893, 1914.

F. F. Martens. Über Vorgänge in Schwingungskreisen. II. Berechnung der momentanen Wechselgrößen zweier gekoppelter Kreise bei kleinen Dämpfungen und mittlerer Koppelung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 220—227, 1914.

Eugen Nesper. Über Stoßsender der drahtlosen Telegraphie. Elektrot. ZS. **35**, 322—324, 359—362, 1914.

E. Rothé et **R. Clarté.** Influence de l'état de l'atmosphère sur la propagation et la réception des ondes hertziennes. C. R. **158**, 699—702, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

A. Garbasso. Zusatz zu meiner Arbeit „Theoretisches über das elektrische Analogon des Zeemanphänomens". Phys. ZS. **15**, 310—311, 1914.

J. Stark. Über die inneratomische und die lichtschwingende Geschwindigkeit der Serienelektronen. Phys. ZS. **15**, 265—267, 1914.

N. Bohr. On the Effect of Electric and Magnetic Fields on Spectral Lines. Phil. Mag. (6) **27**, 506—524, 1914.

O. M. Corbino. Se haluogo uno birifrangenza anormale nelle prossimità di una riga spettrale di un vapore metallico in un campo elettrico. Lincei Rend. (5) **23** [1], 238—240, 1914.

Pietro Pignatara. Sul comportamento del selenio cristallino alle radiazioni luminose. Cim. (6) **6**, 326—334, 1913.

Karl Fredenhagen. Thermische Elektronenemission und lichtelektrischer Effekt des Kaliums. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 201—219, 1914.

O. W. Richardson. The Theory of Photoelectric and Photochemical Action. Phil. Mag. (6) **27**, 476—488, 1914.

A. Ll. Hughes. On the Long-Wave Limits of the Normal Photoelectric Effect. Phil. Mag. (6) **27**, 473—475, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Gilbert N. Lewis and **Elliot E. Adams.** Notes on quantum theory. A Theory of Ultimate Rational Units; Numerical Relations Between Elementary Charge, Wirkungsquantum, Constant of Stefan's Law. Phys. Rev. (2) **3**, 92—102, 1914.

J. Stark. Schwierigkeiten für die Lichtquantenhypothese im Falle der Emission von Serienlinien. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 304—306, 1914.

F. A. Lindemann. Über die Grundlagen der Atommodelle. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 281—294, 1914.

M. Wolfke. Welche Strahlungsformel folgt aus der Annahme der Lichtatome? Phys. ZS. **15**, 308—309, 1914.

Alfred Denizot. Über die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. Wien. Anz. 1914, 106.

A. D. Fokker. Die mittlere Energie rotierender elektrischer Dipole im Strahlungsfeld. Ann. d. Phys. (4) **43**, 810—820, 1914.

C. W. Oseen. Über die Möglichkeit ungedämpfter Schwingungen nach der Maxwell-Lorentzschen Theorie und über die Plancksche Strahlungstheorie. Ann. d. Phys. (4) **43**, 639—651, 1914.

G. H. Bryan. An Optical Representation of Non-Euclidean Geometry. Nature **93**, 33, 1914.
Ladislas Natanson. On the Scattering of Light in a Gaseous Medium. S.-A. Krak. Anz. (Bull. Intern.) (A), 1914, 29 S.
R. A. Houstoun. The dispersion of a light pulse by a prism. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Nature **93**, 76, 1914.
M. Milankovitch. Zur Theorie der Strahlenabsorption in der Atmosphäre. Ann. d. Phys. (4) **43**, 623—638, 1914.
James Walker. A Note on Aberration in a Dispersive Medium and Airy's Experiment. Proc. Phys. Soc. London **26**, 82—84, 1914.
W. Dehlinger. Ultrarote Dispersion zweiatomiger Kristalle. Phys. ZS. **15**, 276—283, 1914.
H. L. Callendar. The Doppler Effect and Carnot's Principle. Nature **93**, 59, 1913.
R. Seeliger. Moderne Anschauungen über die Entstehung der Spektrallinien und der Serienspektren. Die Naturwissenschaften **2**, 285—290, 309—314, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

P. G. Nutting. The brightness of optical images. Journ. Washington Acad. **4**, 129—134, 1914.
G. Lippmann. Méthode pour le réglage d'un collimateur ou d'une lunette en autocollimation et applications. Journ. de phys. (5) **4**, 97—100, 1914.
R. W. Wood. Note on the Production of a very intense Sodium Flame. Phil. Mag. (6) **27**, 530—531, 1914.
F. Paschen. Ultrarot-Monochromatfilter. Ann. d. Phys. (4) **43**, 858—860, 1914.
R. W. Wood. Separation of Close Spectrum Lines for Monochromatic Illumination. Phil. Mag. (6) **27**, 524—530, 1914.
Luigi Puccianti. Sull' interferografo girante del sig Sagnac. Lincei Rend. (5) **23** [1], 240—243, 1914.
Adolf Hnatek. Der Wiener Coudéspektrograph. ZS. f. Instrkde. **34**, 65—71, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

James Walker. A Note on Aberration in a Dispersive Medium and Airy's Experiment. Proc. Phys. Soc. London **26**, 82—84, 1914.
Johannes Bieker. Über Dispersion und chemische Konstitution einiger Anionen im Wasser. 24 S. Diss. Rostock 1913.
W. Dehlinger. Ultrarote Dispersion zweiatomiger Kristalle. Phys. ZS. **15**, 276—283, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

G. Guglielmo. Sull' uso dei reticoli concavi di diffrazione con lo spettrometro. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 232—237, 1914.
F. P. Kerschbaum. Interference Experiments in a Highly Rarefied Gas. Phil. Mag. (6) **27**, 397—415, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

B. Meese. Einige Beobachtungen über die optischen Konstanten von Kalium und Natrium. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl. 1913, 530—538.
Kurt Petrow. Messung geringer Dispersionen der optischen Symmetrieachsen in monoklinen Kristallen. Neues Jahrb. f. Min. **37**, Beil.-Bd., 457—494, 1914.

Paul Gaubert. Die Brechungsindizes der flüssigen Kristalle. Bull. Soc. Min. **36**, 174—210, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 936—937.

G. H. Livens. On the Intrinsic Optical Activity of Isotropic Media. Phil. Mag. (6) **27**, 468—473, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

H. Kayser, J. S. Ames, H. Buisson, F. Paschen. Secondary standards of wave-lenght, international system, in the arc spectrum of iron adopted by the solar union, 1913. Astrophys. Journ. **39**, 93—94, 1914.

Charles E. St. John and L. W. Ware. Tertiary standards with the plane grating, the testing and selection of standards. Second paper. Astrophys. Journ. **39**, 5—28, 1914.

Henry Crew and George V. Mc Cauley. Wave lengths in the spectrum of the calcium arc in vacuo. Astrophys. Journ. **39**, 29—38, 1914.

Antonino Lo Surdo. Osservazione diretta della scomposizione delle righe spettrali davanti al catodo in un tubo molto sottile. Lincei Rend. (5) **23** [1], 252—253, 1914.

Raymond T. Birge. The first Deslandres' group of the positive band spectrum of nitrogen, under high dispersion, Astrophys. Journ. **39**, 50—88, 1914.

C. Porlezza. Das Linienspektrum des Stickstoffs im Geißlerrohr. Gazz. chim. ital. **43** [2], 699—708. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 947.

P. Ludewig. Die elektrischen Bedingungen beim Übergang vom Bogen- zum Funkenspektrum. Ann. d. Phys. (4) **43**, 652, 1914.

G. G. Henderson, J. A. R. Henderson und I. M. Heilbron. Über die selektive Absorption von Ketonen. Chem. Ber. **47**, 876—887, 1914.

Massol et Faucon. Absorption des radiations ultra-violettes par quelques dissolutions colorées organiques et minérales. Bull. soc. chim. (4) **15**, 147—148, 1914.

Harry C. Jones und J. Sam Guy. Eine quantitative Untersuchung der Absorptionsspektren von Lösungen mittels des Radiomikrometers. Ann. d. Phys. (4) **43**, 555—604, 1914.

R. Seeliger. Moderne Anschauungen über die Entstehung der Spektrallinien und der Serienspektren. Die Naturwissenschaften **2**, 285—290, 309—314, 1914.

R. J. Strutt. Experiments Bearing upon the Origin of Spectra. Nature **93**, 32, 1914.

E. N. da C. Andrade. Experiments Bearing upon the Origin of Spectra. Nature **93**, 59, 1914.

H. Konen. On the Distribution of Energy in the Spectra of Gases. Phil. Mag. (6) **27**, 475—476, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Werner Mecklenburg und Siegfried Valentiner. Über die Abhängigkeit der Fluoreszenz von der Konzentration. Phys. ZS. **15**, 267—274, 1914.

R. W. Wood and W. P. Speas. A Photometric Study of the Fluorescence of Jodine Vapour. Phil. Mag. (6) **27**, 531—538, 1914.

R. W. Wood. Radiation of Gas Molecules Excited by Light. Phys. Soc. London, Febr. 27, 1914. [Chem. News **109**, 129, 1914.

J. de Kowalski. Sur un phénomène lumineux explosif dans l'azote raréfié. C. R. **158**, 625—627, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

K. v. Wesendonk. Über Kreisprozesse zwischen unendlich benachbarten Isothermen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 275—280, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Artur Rosenthal. Aufbau der Gastheorie mit Hilfe der Quasiergodenhypothese. Ann. d. Phys. (4) **43**, 894—904, 1914.

Karl Seelis. Messung der Brownschen Molekularbewegung als Funktion der inneren Reibung. Mit einer Einschaltung. Theorie des Verdachts auf systematische Fehler. ZS. f. phys. Chem. **86**, 682—739, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

F. J. Harlow. The Thermal Expansions of Mercury and Fused Silica. Proc. Phys. Soc. London **26**, 85—96, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Hans Vogt. Elektrische Temperatur-Fernmesser. ZS. f. Feinm. **22**, 61—62, 1914.

Theodore W. Richards and **Augustus H. Fiske.** On the transition temperatures of the hydrates of sodium carbonate as fixed points in thermometry. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 485—490, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

James Riddick Partington. Heats of Evaporation; Association in Liquids and Mixtures of Liquids. Chem. Soc. London, Febr. 19, 1914. [Chem. News **109**, 129, 1914.

P. W. Bridgman. Change of phase under pressure. I. The Phase Diagram of Eleven Substances with Especial Reference to the Melting Curve. Phys. Rev. (2) **3**, 126—141, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

W. Nernst und **F. Schwers.** Untersuchungen über die spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen. VIII. Berl. Ber. 1914, 355—370.

Tad. Estreicher. Über die Kalorimetrie der niedrigen Temperaturen. 66 S. Aus: „Samml. chem. u. chem.-tech. Vorträge“. Stuttgart, F. Enke, 1914. (Preis 1,50 ℳ.)

Karl Czukor. Eine thermodynamische Beziehung zwischen Konzentration und spezifischer Wärme hochverdünnter Lösungen und der Temperaturkoeffizient von Konzentrationselementen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 228—231, 1914.

E. Rengade. Chaleurs spécifiques et chaleurs de fusion des métaux. Bull. soc. chim. (4) **15**, 130—147, 1914.

7. Wärmeleitung.

Walther Meissner. Über die thermische und elektrische Leitfähigkeit von Kupfer zwischen 20 und 378° abs. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 262—272, 1914.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Prof. **E. C. Pickering.** The study of the stars. Address delivered at the Atlanta meeting of the American Association for the Advancement of Science, December 1913, by the retiring president ... Nature **92**, 2311, 673—676, 1914.
The absorption of light in spare. Nature **92**, 2312, 698—699, 1914.
Prof. **Barnard.** Dark regions in the sky. Nature **92**, 2311, 671, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

Selig Brodetsky. University of Bristol. The densities of the planets. Nature **93**, 2315, 33, 1914.
O. Fisher. Origin of structures on the moons surface. Nature **92**, 2313, 714, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

A. Véronnet. Le Soleil et sa chaleur. Sa contraction et sa durée. C. R. **158**, 398—400, 1914.
P. Stroobant. La cinquième conférence de l'„International Union for Cooperation in Solar Research". Bull. de Belg. 1913, 695—700.
Periodicities in prominences and sun-spots compared. Nature **92**, 2313, 724—725, 1914.

1 E. Kometen.

Fessenkoff. Sur la capture des comètes par Jupiter. C. R. **158**, 541—544, 1914.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Alfred Eppler in Krefeld. Glasmeteoriten. Himmel und Erde **26**, 5, 231—234, 1914.
H. H. Kritzinger. Ein interessantes Meteor am 30. September 1913 um 7^h $25{,}5^m$ M. E. Z. in Bothkamp. Himmel und Erde **26**, 5, 237, 1914.
Detonating fireball of January 19. Nature **92**, 2312, 698, 1914.
W. F. Denning at **Reading**, Oxford. Detonating fireball of january 19. Nature **92**, 2311, 670, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

C. Abbe. Meteorology. Britannica Year-Book, 1913, London. (110—114.)
K. Knoch. Bericht über die Fortschritte der geographischen Meteorologie 1909—1911. Geogr. Jahrb. Berlin **36**, 119—216, 1913.

W. N. S. Daily synoptic charts of the northern hemisphere and absolute units. Nature **92**, 2313, 715—716, 1914.

G. Hellmann in Berlin. Über Wetteraberglauben. Himmel und Erde **26**, 5, 193—202, 1914.

Wilhelm Richter. Über frost- und schneefreie Zeiten im Deutschen Reiche. Die Naturwissenschaften **2**, 196—199, 1914.

G. Pasquet. Classification des étés et des hivers à Périgueux. Annu. soc. mét. de France **62**, 54—55, 1914.

E. W. Bliss. Correlation of wind direction and temperature. Cairo Scient. J. Alexandria **7**, 177—179, 1913.

D. C. Bates. Climate and Meteorology. New Zealand Year-Book, Wellington [1—20] 1913.

Agricultural meteorology in Brazil. Botanical J. London **8**, 1206, 1913.

J. Hopkinson. Report on the phenological observations in Hertfordshire for the year 1911. Trans. Herts. Nat. Hist. Soc., London, **15**, 22—28, 1913.

H. Morey. The present condition of agricultural meteorology in Brazil. Mon. Bull. Agric. Intell. Rome **4**, 1313—1316, 1913.

J. Hopkinson. The weather of the year 1911 in Hertfordshire. Trans. Herts. Nat. Hist. Soc., London, **15**, 33—48, 1913.

Ch. Dufour. Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société. (Décembre 1913.) Annu. soc. mét. de France **62**, 60, 1914.

Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites à l'observatoire du Parc Saint-Maur en décembre 1913. Annu. soc. mét. de France **62**, 60—62, 1914.

Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien, Hohe Warte, Januar 1914. Wien. Anz. Nr. 7, 117—222, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

C. Braak, Batavia. The vertical temperature distribution in the atmosphere. Nature **93**, 2314, 6—7, 1914.

W. van Bemmelen, Batavia. Remarkable upper-air records at Batavia. Nature **93**, 2314, 5—6, 1914.

Internationale Ballonfahrt vom 4. Dezember 1913. Unbemannter und Bemannter Ballon. Wien. Anz. Nr. 7, S. 124—127, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Prof. S. P. Langley and aviation. Nature **92**, 2313, 718—719, 1914.

H. Perrotin. La météorologie aéronautique en France. Ciel et Terre, Bruxelles, **34**, 338—342, 1913.

D. Wilson-Barker. Notes on flying. Nautical Mag., Glasgow, **90**, 559—560, 1913.

H. Darwin. Scientific instruments, their design and use in aeronautics. Aeron. J. London **17**, 170—185, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

Paul Vujević. Über die Beschaffenheit der täglichen Temperaturkurve, Wien. Anz. 1914, 91—92.

Ch. Dufour. Les froids de janvier 1914 au Parc Saint Maur. Annu. soc. mét. de France **62**, 51—52, 1914.

2 C_2. Strahlung.

C. G. Abbot. Smithsonian Institution. The solar constant of radiation. J. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 5, 97—110, 1914.

Dr. **C. G. Abbot.** The solar constant of radiation. Science **39**, 1001, 335—348, 1914.

2 D. Luftdruck.

P. N. Gutiérrez. Résumen de la presión media dell aire reducida a 0⁰ en los años 1889—1897, en el Instituto Fisico Geografico de San José de Costa Rica. Bol. de Fomento, San José, **3**, 542—543, 1913.

P. N. Gutiérrez. Tabla altimeítrica. Bol. de Fomento, San José, **3**, 544—545, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

Eric R. Miller. Evidence of a diurnally reversing convectional Circulation of the Atmosphere over the Upper Peninsula of Michigan. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society. [Phys. Rev. (2) **3**, 62—63, 1914.

M. Dechevrens. Warm and cold winds. Symons's Met. Mag. London **48**, 209—210, 1913.

2 F. Wasserdampf.

F. Bertyn. Action morbide du brouillard. Ciel et Terre, Bruxelles, **34**, 343—346, 1913.

2 G. Niederschläge.

H. A. Boys. A heavy rain in France. Symons's Met. Mag., London, **48**, 143, 1913.

L. C. W. Bonacina. Note on frozen precipitation. Symons's Met. Mag., London, **48**, 188, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

W. F. G. Swann. The atmospheric potential gradient and a theory as to its connection with other phenomena in atmospheric electricity. Ref. J. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 5, 127, 1914.

H. E. Wood. Lightning flashes. Knowledge, London, **36**, 438—439, 1913.

J. J. Rey. Sur quelques apparences de la foudre pendant les orages. Annu. soc. mét. de France **62**, 33—47, 1914.

S. Ruppel. Die Feuerversicherungsunternehmungen und der Blitzableiterbau. Wirtschaft und Recht der Versicherung, Kiel, Juli (1. bis 17.) 1913.

S. Ruppel. Gebäudeblitzschutz. Elektrotechn. ZS. Berlin, Nr. 23, S. 21, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

Wilhelm Hillers. Einige experimentelle Beiträge zum Phänomen der dreifachen Luftspiegelung nach Vince. Phys. ZS. **15**, 304—308, 1914.

Wilhelm Hillers. Nachtrag zu einer Bemerkung über die Abhängigkeit der dreifachen Luftspiegelung nach Vince von der Temperaturverteilung. Phys. ZS. **15**, 303—304, 1914.

F. Castriota. Sull' intorbidamento dell' atmosfera durante l'estate del 1912. Revista Met.-Agrar. Roma **34**, 1—55, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Cartes synoptiques de l'hémisphère Nord. Annu. soc. mét. de France **62**, 52—53, 1914.



2 L. Dynamische Meteorologie.

L. C. W. Bonacina. Prof. Bjerknes on dynamic meteorology. Symons's Met. Mag., London **48**, 144—148, 1913.

S. Diaz. Las corrientes ascendentes de la atmosfera. Nuevos puntos de vista para la circulación intertropical. Mem. y. Rev. de la Soc. Cient. Antonio Alzate, Mexico, **32**, 85—98, 1912.

2 M. Praktische Meteorologie.

H. H. Hildebrandsson. Om samtida årstidstyper på olika trakter of jorden, samt några ord om mögligheten att forutsäga en kommande väderlek. Landtbrucks Akad. Handlingar och Tidskrift 377—384, 1913.

A. Mallock. Weather forecasts in England. Nature **92**, 2313, 711—712, 1914.

W. H. Dines, Watlington, Oxon. Weather forecasting. Nature **92**, 2311, 659—660, 1914.

P. Marcillac. La lutte contre la foudre et la grêle. La Conquête de l'air, Bruxelles, 346—350, 1913.

A. Tosi. Dispositivo herziano per osservazioni meteorologiche e previsioni di temporali. Lincei Rend. (5) **23** [1], 84—88, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

C. Chree. Some phenomena of sunspots and of terrestrial magnetism. Part. II. Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) **213**, 245—277.

2 O. Meteorologische Apparate.

W. J. Millar. Hygrometers and humidity. Trans. Buteshire Nat. Hist. Soc., 35—41, 1913.

2 P. Klimatologie.

Wilh. R. Eckardt. Über Grundlagen und Theorien der Paläoklimatologie. Die Naturwissenschaften **2**, 193—196, 1914.

O. Pettersson. Om klimatvariationer é Europa under historisk tid och deras orsaker. Ymer. Stockholm **2**, 119—140, 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

A. Véronnet. Le refroidissement de la Terre; Évolution et durée. C. R. **158**, 538—541, 1914.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Jean Boccardi. Les variations diurnes de la latitude. C. R. **158**, 396—397, 1914.

T. H. H. Atmospheric refraction and geodetic measurements. Nature **93**, 2315, 42—43, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.



3 F. Erdbeben.

De Montessus de Ballore. Sur la distribution mondiale de la sismicité. C. R. 158, 440—441, 1914.
R. D. Oldham. The Constitution of the interior of the earth as revealed by earthquakes. Nature 92, 2312, 684—685, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

L. A. Bauer. Results of a first analysis of the sun's general magnetic field. Ref. J. of the Washington Acad. of Sc. 4, 5, 126—127, 1914.
C. Chapman. On the diurnal variations of the earth's magnetism produced by the moon and sun. Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) 213, 279—321.
L. A. Bauer. The magnetic survey of the oceans. Geogr. J. London 42, 517—526, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Dr. **R. v. Sterneck** in Graz. Über den Einfluß der Erdrotation auf die halbtägigen Gezeiten der Adria. Wien. Anz. Nr. 7, S. 102—104, 1914.
O. Pettersson. Einige Bemerkungen zu G. Schotts „Geographie des Atlantischen Ozeans". Revue d. ges. Hydrobiol. u. Hydrogr. Leipzig 5, 513—539. 1913.
W. E. Whitehouse. Monthly meteorological charts of the oceans. Geogr. Teacher. London 7, 149—153, 1913.
North Atlantic ice patrols. Washington Hydrographic Office, Pilot Chart, N. Atlantic, October 1913.
L. Marini. Il Servizio meteorologico sulle navi mercantile. Relazione intorno alla sua costituzione e dal suo funzionamento nel semestre Luglio-Decembre 1912. Ann. Idrogr. Genova 9, 1—10, 1913/14.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Osservazioni limnimetriche giornaliere, Novembre e Decembre 1913 e Gennaio 1914. Rendic. R. Ist. Lomb. (2) 46, 20, 1159—1162 u. 47, 2—3, 144, 1914.
Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Jänner 1914. Wien. Anz. Nr. 7, 123, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

V. Monti. Sulla distribuzione mensile della frequenza relativa della neve nelle Alpi settentrionali. Lincei Rend. (5) 23 [1], 151—154, 1914.
O. Pettersson. Der Atlantische Ozean während der Eiszeit. Eine Besprechung der neuesten Arbeiten von Sir John Murray und E. Hull. Revue d. ges. Hydrobiol. u. Hydrogr. Leipzig 6, 1—6, 1913.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. April 1914.** **Nr. 8.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 8 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. April 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Prof. **G. M. Minchin.** Nature **93**, 115—116, 1914.

Arthur Henry Pierce. Science (N. S.) **39**, 456—457, 1913.

F. Poske. Galilei und der Kausalbegriff. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 73—76, 1914.

Bernhard Bavink. Allgemeine Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. Eine Einführung in die moderne Naturphilosophie. Mit 19 Figuren und 2 Tafeln. XIII u. 314 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1914. (Preis 6 ℳ, geb. 7 ℳ.) *

AEF. Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Entwurf XIII. Gewicht (Erläuterungen von Eugen Meyer und Friedrich Auerbach). Entwurf XIV. Dichte (Erläuterungen von Eugen Meyer und Friedrich Auerbach). Entwurf XV. Formelzeichen des AEF. Liste C. (Erläuterungen von Friedrich Neesen und Max Seyffert). Entwurf XVI. Energieeinheit der Wärme (Begründung von Fritz Emde, Eugen Meyer und Karl Scheel). Phys. ZS. **15**, 364—366, 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 225—228, 1914.

Comité international des poids et mesures. Procès-Verbaux des séances. (2) **7**, session de 1913. V u. 140 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Franz Schicht. Die drei Gleichgewichtsfälle eines rotierenden Massenpunktes. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 80—84, 1914.

Ad. Keller. Die Volumgesetze der Gase im physikalischen Schülerpraktikum. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 84—89, 1914.

W. Gaede. Eine neue Hochvakuumpumpe für den Schulunterricht ZS. f. phys. Unterr. **27**, 92—96, 1914.

O. Bürger. Versuche mit gelöstem Ozon. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 100—102, 1914.

Küspert. Unterrichtsversuche zur Umwandlung des gelben Phosphors in die rote Modifikation. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 102—103, 1914.

Rudolf Heinz. Verwendung alter photographischer Platten für die Herstellung von Laternbildern. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 105—106, 1914.

Otto Losehand. Apparat zur projektiven graphischen Darstellung von Wechselstromgrößen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 96—100, 1914.

S. P. Thompson. A Lecture Experiment on the Irrationality of Dispersion. Phys. Soc. London, March 13, 1914. [Chem. News **109**, 153, 1914. Nature **93**, 101, 1914.

C. W. Waggoner. Versuch über Schmelzwärme des Zinns. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 109—110, 1914.

3. Maß und Messen.

H. E. Timerding. Über die Einführung der Gaußischen Funktion in die Wahrscheinlichkeitsrechnung. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 362—368, 1914.

Robert E. Baynes. New Units in Aerology. Nature **93**, 110, 1914.

Alfred Basch. Zur Analyse schwach gedämpfter Schwingungen. Wien. Anz. 1914, 143—144.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Gunnar Nordström. Die Fallgesetze und Planetenbewegungen in der Relativitätstheorie. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1101—1110, 1914.

Aurel Hartwich. Der Flächensatz der Mechanik und die fallende Katze. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 90—92, 1914.

Merten. Bemerkung über eine anschauliche Ableitung der Bewegungsgleichungen eines materiellen Punktes auf einer Fläche. Arch. d. Math. u. Phys. (3) **22**, 372—373, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

G. Kolossoff. Über einige Eigenschaften des ebenen Problems der Elastizitätstheorie. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 384—409, 1914.

Ferencz Jüttner. Die Gesetze des Stoßes in der Lorentz-Einsteinschen Relativtheorie. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 410—433, 1914.

Oskar Faber. Theorie der gedämpften Schwingungen. Arch. d. Math. u. Phys. (3) **22**, 289—313, 1914.

Otto Blumenthal. Über asymptotische Integration von Differentialgleichungen mit Anwendung auf die Berechnung von Spannungen in Kugelschalen. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 343—358, 1914.

R. F. Gwyther. The specification of stress. Part IV. The elastic solution, the elastic stress relations, question of stability, struts, ties, and test-pieces. Manchester Soc., March 10, 1914. [Natuve **93**, 128, 1914.

C. E. Guye et Mlle **S. Vassileff.** Frottement intérieur des verres en fonction de la température. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 214—225, 1914.

K. Kleinhanns. Die Abhängigkeit der Plastizität des Steinsalzes vom umgebenden Medium. Phys. ZS. **15**, 362—363, 1914.

6. Hydromechanik.

Emilo Almansi. Sulle attrazioni newtoniane di origine idrodinamica. Lincei Rend. (5) **23** [1], 287—291, 1914.

O. Blumenthal. Zum Turbulenzproblem. Münchener Ber., math.-phys. Kl. 1913, 563—595.

A. H. Gibson. The Kinetic Energy of Viscous Flow through a Circular Tube. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **34**, 60—63, 1914.

W. Herz. Die innere Reibung wässeriger Kaliumhaloidsalzlösungen. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 338—340, 1914.

George F. White and **Ralph H. Twining.** Viscosity of Undercooled Water as Measured in a New Viscosimeter. Amer. Chem. Journ. **50**, 380—389, 1913. [Journ. Chem. Soc. **106** [2], 177, 1914.

Albert Ernest Dunstan, Ferdinand Bernard Thole, and **Percy Benson.** The Relation between Viscosity and Chemical Constitution. Part VIII. Some Homologous Series. Journ. Chem. Soc. **105**, 782—795, 1914.

7. Kapillarität.

H. Stocker. Die Oberflächenspannung schwingender Flüssigkeitsstrahlen, untersucht an reinem Wasser und wässerigen Salzlösungen. 54 S. Freiburg 1914.

R. The Movements of Floating Particles. Nature **93**, 83, 1914.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

F. Richarz. Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit in Gasen bei gleichzeitiger Ionisation derselben. S.-A. Marburger Ber. 1913, Nr. 3, 6 S.

Joseph Peterson. Nochmals eine Bemerkung über den Ursprung subjektiver Kombinationstöne. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1111—1116, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Jean Timmermans. Le propane pur; poids du litre normal. C. R. **158**, 789—791, 1914.

R. J. Meyer. Über das Scandium. 4. Mitteilung. Der zweite Teil zusammen mit Alexander Wassjuchnow, Nelly Drapier und Emma Bodländer. Zusammenfassende Mitteilung über Vorkommen, Darstellung und Chemie des Scandiums. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 257—290, 1914.

Albert Ernest Dunstan, Ferdinand Bernard Thole, and **Percy Benson.** The Relation between Viscosity and Chemical Constitution. Part VIII. Some Homologous Series. Journ. Chem. Soc. **105**, 782—795, 1914.

E. Wedekind. Stereochemie. 2. Aufl. Mit 42 Figuren im Text. 126 S. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1914. (Sammlung Göschen Nr. 201.) *

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

W. Herz. Die Wärmeausdehnung von flüssigen Gemischen und Lösungen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 63—68, 1914.

W. Herz. Die innere Reibung wässeriger Kaliumholoidsalzlösungen. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 338—340, 1914.

Fr. Bortini. Absorptionsspektra der Lösungen einiger aromatischer Nitroverbindungen in Mischungen von Äthylalkohol und Wasser. ZS. f. phys. Chem. **87**, 104—115, 1914.

Alexander Findlay, Idwal Morgan and **Ivor Prys Morris.** The Solubility of the Nitrates of Potassium, Barium, and Strontium, and the Stability of the Double Nitrate of Potassium and Barium. Journ. Chem. Soc. **105**, 779—782, 1914.

F. A. H. Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. XIII. Proc. Amsterdam **16**, 841—857, 1914.

William Robert Bousfield. Ionisation and the Law of Mass Action. Part II. The Osmotic Data in Relation to Combined Water. Journ. Chem. Soc. **105**, 600—609, 1914.

Otto Hönigschmidt. Karbide und Silizide. Mit 22 in den Text gedruckten Abbildungen. VI u. 263 S. Halle, Verlag von Wilhelm Knapp, 1914. (Monogr. ü. angew. Elektrochem. 45. Bd.) (Preis 13,60 *M*.) *

W. R. Bousfield. Note on Osmotic Pressure. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 41—45, 1914.

J. Bancelin. Mesure absolue de coefficients d'adsorption. C. R. **158**, 791—792, 1914.

A. Holt. Rate of Solution of Hydrogen by Palladium. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Chem. News **109**, 149, 1914.

Thomas Ralph Merton. The Production of High Vacua by means of Finely Divided Copper. Journ. Chem. Soc. **105**, 645—646, 1914.

A. Jaquerod. Diffusion du néon à travers le verre ordinaire. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 258, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

E. B. Rosa, G. W. Vinal, and **A. S. Mc Daniel.** The silver voltameter. Part III. Second series of quantitative experiments and the preparation and testing of silver nitrate. Bull. Bur. of Stand. **9**, 493—551, 1914.

S. G. Brown. Chemical Action that is Stimulated by Alternating Currents. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 26—32, 1914.

John Norman Pring and **Urlyn Clifton Tainton.** The Electro-deposition of Zinc at High Current Densities. Journ. Chem. Soc. **105**, 710—724, 1914.

Paul Max Wolf. Über die Synthese von 100prozentigem Wasserstoffperoxyd mit Hilfe der stillen elektrischen Entladung. ZS. f. Elektrochem. **20**, 204—219, 1914.

P. Ferchland. Die elektrochemischen Patentschriften der Vereinigten Staaten von Amerika. Auszüge aus den Patentschriften. Zweiter Band: Elektrolyse (Chlorate, Bleichen und Desinfizieren, Anoden, Kathoden, Galvanoplastik, Galvanostegie, Diaphragmen, Apparate). Mit 304 Figuren im Text. VII u. 201 S. Halle, Verlag vun Wilhelm Knapp, 1914. (Monogr. ü. angew. Elektrochem. 44. Bd.) (Preis 18 *M*.) *

P. P. Fedotieff. Die Elektrolyse von Baryumchloridlösungen mit Quecksilberkathoden. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 325—337, 1914.

4. Photochemie.

Fritz Weigert. Zur Kinetik der photochemischen Reaktionen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 87—92, 1914.

Max Bodenstein. Zur photochemischen Kinetik insbesondere der Polymerisation von Anthracen und Methylanthracen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 93—103, 1914.

Hans L. Heusner. Die photochemischen Strahlen und ihre Messung. ZS. f. Feinmech. **22**, 37—39, 51—53, 75—78, 1914.

5. Thermochemie.

Fréd. Swarts. Sur la chaleur de combustion de quelques dérivés nitrés aromatiques. Bull. de Belg. 1914, 18—44.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

K. Kleinhanns. Die Abhängigkeit der Plastizität des Steinsalzes vom umgebenden Medium. Phys. ZS. **15**, 362—363, 1914.

H. Haga and **F. M. Jaeger.** Röntgenpatterns of Boracite, obtained above and below its inversion-temperature. Proc. Amsterdam **16**, 792—799, 1914.

Walter Wahl. The Relation between the Crystal Symmetry of the Simpler Organic Compounds and their Molecular Constitution. Part III. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 1—18, 1914.

W. H. Bragg. Crystalline structures as revealed by X-rays. From a lecture delivered before the Manchester Soc., March 18, 1914. Nature **93**, 124—126, 1914.

W. Schlett. Über die Änderung der Dichte und spezifischen Wärme bei Metallen. S.-A. Ferrum **11**, Heft 5, 1 S., 1914.

E. v. Fedorow. Die Grundformeln der sphärischen und ebenen Tetragonometrie. Münchener Ber., math.-phys. Kl. 1913, 485—518.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)
(Vgl. auch III, 3.)

Harold Hartley. The Electrical Condition of a Gold Surface during the Absorption of Gases and their Catalytic Combustion. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 61—68, 1914. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Chem. News **109**, 149, 1914.

Alfred Coehn und **Hermann Mozer.** Über die Berührungselektrizität von Gasen gegen leitende und nichtleitende Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1048—1078, 1914.

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

G. Hoffmann. Die Verwendung des Thomsonschen Schutzringkondensators zu absoluten Kapazitätsbestimmungen nach der Influenzierungsmethode. Phys. ZS. **15**, 360—361, 1914.

J. H. Dellinger. High-frequency ammeters. Bull. Bur. of Stand. **10**, 91—159, 1914.

5. Apparate.

H. Zickendraht. Recherches sur les détecteurs à contact. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 273, 1914.

Arthur Korn. Über Methoden der drahtlosen Bildtelegraphie. ZS. f. Feinmech. **22**, 73—75, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

G. Gottstein. Über die Gültigkeit der thermodynamischen Beziehungen für Peltierwärme und Thomsonwärme und über die galvano- und thermomagnetischen Effekte bei variablen Leitern. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1079—1101, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

J. H. Mackie. The Diffusion of Electrons through a Slit. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 69—72, 1914. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Chem. News **109**, 149, 1914.

Irving Langmuir. Thermionenströme im hohen Vakuum. (Thermionic Currents in High Vacuum). I. Wirkung der Raumladung. (Effect of Space Charge.) Phys. ZS. **15**, 348—353, 1914.

George Jaffé. Über die Sättigungskurve bei Ionisation mit α-Strahlen. Phys. ZS. **15**, 353—360, 1914.

S. J. Barnett. Thermions and the Origin of Solar and Terrestrial Magnetism. Nature **93**, 109—110, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

Carl Ramsauer. Über die Analyse radioaktiver Substanzen durch Sublimation. Sitzungsber. Heidelb. Akad., math.-naturw. Kl. (A) 1914, 3. Abh., 21 S.

Arthur Holmes. Lead and the Final Product of Thorium. Nature **93**, 109, 1914.

George Jaffé. Über die Sättigungskurve bei Ionisation mit α-Strahlen. Phys. ZS. **15**, 353—360, 1914.

M. v. Laue und J. Steph. van der Lingen. Der Temperatureinfluß auf die Röntgenstrahlinterferenzen beim Diamant. Die Naturwissenschaften **2**, 371, 1914.

J. Laub. Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. Phys. ZS. **15**, 342—344, 1914.

M. Laue. Sur les phénomènes d'interférence de rayons Röntgen. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 250, 1914.

A. J. Philpot. The Asymmetric Distribution of the Secondary Electronic Radiation produced by X-Radiation. Phys. Soc. London, March 13, 1914. [Chem. News **109**, 153, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Pierre Weiss. Sur la nature du champ moléculaire. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 105—116, 201—213, 1914.

Albert Perrier. Remarques à propos de la nature du champ moléculaire. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 277—278, 1914.

G. Foex. Le Paramagnétisme des cristaux. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 276—277, 1914.

Eugène-Louis Dupuy. Susceptibilité magnétique de quelques alliages faiblement magnétiques. C. R. **158**, 793—794, 1914.

M. Ziegler. Sur les propriétés magnétiques de la Pyrrhotine. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 275—276, 1914.

E. Oosterhuis. Magnetic researches. XI. Modification in the cryomagnetic apparatus of Kamerlingh Onnes and Perrier. Proc. Amsterdam **16**, 892—894, 1914.

Albert Perrier and **H. Kamerlingh Onnes.** Magnetic researches. XII. The susceptibility of solid oxygen in two forms. Proc. Amsterdam **16**, 894—901, 1914.

Albert Perrier and **H. Kamerlingh Onnes.** Magnetic researches. XIII. The susceptibility of liquid mixtures of oxygen and nitrogen, and the influence of the mutual distance of the molecules upon paramagnetism. Proc. Amsterdam **16**, 901—916, 1914.

H. Kamerlingh Onnes and **E. Oosterhuis.** Magnetic researches. XIV. On paramagnetism at low temperatures. (Continuation of VII). Proc. Amsterdam **16**, 917—920, 1914.

W. A. Douglas Rudge. On a Meteoric Iron from Winburg, Orange Free State. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 19—25, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

Frederick W. Grover. Analysis of alternating-current waves by the method of Fourier, with special reference to methods of facilitating the computations. Bull. Bur. of Stand. **9**, 567—646, 1914.

The Svedberg. Wellenstromlichtbogen in Flüssigkeiten. Phys. ZS. **15**, 361—362, 1914.

G. Gottstein. Über die Gültigkeit der thermodynamischen Beziehungen für Peltierwärme und Thomsonwärme und über die galvano- und thermomagnetischen Effekte bei variablen Leitern. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1079—1101, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

H. M. Macdonald. The Transmission of Electric Waves around the Earth's Surface. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 50—61, 1914.

Guglielmo Marconi. Nuovi metodi per la produzione delle oscillazioni elettriche continue e per la loro utilizzazione nella radiotelegrafia. Lincei Rend. (5) **23** [1], 255—265, 1914.

H. Veillon. Quelques expériences de radiotélégraphie. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 252—253, 1914.

Braun. Sur une mesure en valeur absolue du champ rayonné par la tour Eiffel à Strasbourg. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 251—252, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

J. Stark. Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. I. Quereffekt. Ann d. Phys. (4) **43**, 965—982, 1914.

J. Stark und **G. Wendt.** Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. II. Längseffekt. Ann. d. Phys. (4) **43**, 983—990, 1914.

J. Stark und **H. Kirschbaum.** Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. III. Abhängigkeit von der Feldstärke. Ann. d. Phys. (4) **43**, 991—1016, 1914.

J. Stark und **H. Kirschbaum.** Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. IV. Linienarten, Verbreiterung. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1017—1047, 1914.

Antonino Lo Surdo. La scomposizione catodica della quarta riga della serie di Balmer, e probabili regolarità. Lincei Rend. (5) **23** [1], 326—328, 1914.

Luigi Puccianti. La decomposizione della riga rossa dell' idrogeno nel primo strato catodico. Lincei Rend. (5) **23** [1], 329—330, 1914.

Luigi Puccianti. Confronto tra la scomposizione catodica della prima e della seconda riga della serie di Balmer. Lincei Rend. (5) **23** [1], 331—333, 1914.

F. Himstedt. Sur la double réfraction électrique. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 251, 1914.

Fortrat. Actions du champ magnétique sur les bandes spectrales. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 273—275, 1914.

Arthur Llewelyn Hughes. Photo-Electricity. 152 S. Cambridge, University Press, 1914. (Preis 6 s.)

L. Stramp. Contribution à l'étude du phénomène photo-électrique présenté par les diélectriques liquides. Bull. de Belg. 1914, 45—62.

Edgar Meyer et **Walther Gerlach.** Sur l'effet photoélectrique des particules ultramicrospiques aux basses pressions. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 253—256, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

E. Gehrcke. Ein Modell zur Erklärung der Lichtemission. III. Phys. ZS. **15**, 344—348, 1914.

Bernouilli. Une démonstration élémentaire de la formule de Planck. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 270—272, 1914.

H. L. Callendar. The Doppler Effect and Carnot's Principle. Nature **93**, 109, 1914.

G. Krutkow. Bemerkung zu Herrn Wolfkes Note: Welche Strahlungsformel folgt aus der Annahme der Lichtatome? Phys. ZS. **15**, 363—364, 1914.

George W. Walker. On the Formula for Black Body Radiation. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 46—49, 1914.

E. M. Anderson. The Path of Ray of Light in a Rotating Homogeneous and Isotropic Solid. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **34**, 69—76, 1914.

R. A. Houston. Dispersion of a Light Pulse by a Prism. Roy. Soc. London March 12, 1914. [Chem. News **109**, 149—150, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

R. W. Wood. Trennung eng benachbarter Spektrallinien zum Zwecke monochromatischer Beleuchtung. (Separation of Close Spectrum Lines for Monochromatic Illumination.) Phys. ZS. **15**, 313—317, 1914.

G. Guglielmo. Sull' uso dei reticoli concavi di diffrazione collo spettrometro. Nota II. Lincei Rend. (5) **23** [1], 322—325, 1914.

J. de Kowalski. Sur un lampe à filament de tungstène utilisée comme source continue dans l'ultraviolet. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 265, 1914..

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Ed. Guillaume. Sur la vitesse de la lumière. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 256—257, 1914.

A. Leman. Über eine bemerkenswerte Spiegelungs-Erscheinung an planparallelen Glasplatten. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 103—105, 1914.

E. M. Anderson. The Path of a Ray of Light in a Rotating Homogeneous and Isotropic Solid. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **34**, 69—76, 1914.

R. A. Houston. Dispersion of a Light Pulse by a Prism. Roy. Soc. London, March 12, 1914. [Chem. News **109**, 149—150, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

Johann Kern. Zum Problem des Interferenzbildes einer Gitterlinie. Phys. ZS. **15**, 337—342, 1914.

Irwin G. Priest. A simplified formula for the change in order of interference due to changes in temperature and pressure of air. Bull. Bur. of Stand. **9**, 479—481, 1914.

Felix Biske. Versuch, eine Gestalt der Furche für Plangitter zu finden um ein intensives Beuguugsspektrum zu bekommen. Phys. ZS. **15**, 327—331, 1914.

Eberhard Buchwald. Experimentelles zur Beugung des Lichts in Raumgittern. Phys. ZS. **15**, 331—337, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

J. de Kowalski. Sur les différents spectres du mercure, du cadmium et du zinc. C. R. **158**, 788—789, 1914. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 265, 1914.

H. Konen. Sur les halos de lignes de séries des métaux alcalins. (En collaboration avec M. W. Theissen). C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 263—264, 1914.

Léon et **Eugène Bloch.** Sur les spectres d'étincelle du nickel et du cobalt dans l'ultraviolet extrême. C. R. **158**, 784—787, 1914.

Antonio Lo Surdo. La scomposizione catodica della quarta riga della serie di Balmer, e probabili regolarità. Lincei Rend. (5) **23** [1], 326—328, 1914.

Luigi Puccianti. La decomposizione della riga rossa dell' idrogeno nel primo strato catodico. Lincei Rend. (5) **23** [1], 329—330, 1914.

Luigi Puccianti. Confronto tra la scomposizione catodica della prima e della seconda riga della serie di Balmer. Lincei Rend. (5) **23** [1], 331—333, 1914.

John Edward Purvis. The Absorption Spectra of the Vapours and Solutions of Various Substances Containing Two Benzene Nuclei. Journ. Chem. Soc. **105**, 590—600, 1914.

Cecil Reginald Crymble. The Absorption Spectra of Some Mercury Compounds. Journ. Chem. Soc. **105**, 658—669, 1914.

Robert Wright. The Relation Between the Absorption Spectra of Acids and their Salts. Part II. Journ. Chem. Soc. **105**, 669—679, 1914.

Fr. Bortini. Absorptionsspektra der Lösungen einiger aromatischer Nitroverbindungen in Mischungen von Äthylalkohol und Wasser. ZS. f. phys. Chem. **87**, 104—115, 1914.

Emil Waelsch. Tangenten an Hellegleichen. ZS. f. Math. u. Phys. **62**, 337—343, 1914.

F. v. Hauer und **J. v. Kowalski.** Zur Photometrie der Lumineszenzerscheinungen. Phys. ZS. **15**, 322—327, 1914.

W. W. Coblentz. Constants of spectral radiation of a uniformly heated inclosure, or so called black body, I. Bull. Bur. of Stand. **10**, 1—77, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

F. v. Hauer. Sur quelques phénomènes de luminescence. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 266—267, 1914.

H. Konen. Sur le rayonnement de résonnance des vapeurs de S, Se, Te, P et As. (En collaboration avec M. Diestelmeier.) C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 262—268, 1914.

Matthies. Sur les relations entre la luminescence et l'ionisation. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 267—269, 1914.

R. W. Wood und **W. P. Speas.** Eine photometrische Untersuchung der Fluoreszenz des Joddampfes. (A Photometric Study of the Fluorescence of Jodine vapour.) Phys. ZS. **15**, 317—321, 1914.

F. v. Hauer und **J. v. Kowalski.** Zur Photometrie der Lumineszenzerscheinungen. Phys. ZS. **15**, 322—327, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

P. Debye. Zustandsgleichung und Quantenhypothese mit einem Anhang über Wärmeleitung. S.-A. Vorträge über kinetische Theorie der Materie, 19—60, 1913 (?). (Math. Vorl. a. d. Univ. Göttingen VI.)

2. Kinetische Theorie der Materie.

Ivar Nordlund. Eine neue Bestimmung der Avogadroschen Konstante aus der Brownschen Bewegung kleiner, in Wasser suspendierten Quecksilberkügelchen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 40—62, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

P. Chappuis. Sur la dilatation du mercure. C. R. soc. suisse de phys. Bâle, 28 févr. 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 258—260, 1914.

W. Herz. Die Wärmeausdehnung von flüssigen Gemischen und Lösungen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 63—68, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Paul D. Foote. Note on cold-junction corrections for thermocouples. Bull. Bur. of Stand. **9**, 553—565, 1914.

H. C. Dickinson and **E. F. Mueller.** New calorimetric resistance thermometers. Bull. Bur. of Stand. **9**, 483—492, 1914.

F. M. Jaeger und **Anton Simek.** On temperature-measurements of anisotropous bodies by means of radiation-pyrometers. Proc. Amsterdam **16**, 799—807, 1914.

George K. Burgess. A micropyrometer. Bull. Bur. of Stand. **9**, 475—478, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

P. Debye. Zustandsgleichung und Quantenhypothese mit einem Anhang über Wärmeleitung. S.-A. Vorträge über kinetische Theorie der Materie 19—60, 1913 (?). (Math. Vorl. a. d. Univ. Göttingen VI.)

A. Wohl. Untersuchungen über die Zustandsgleichung. ZS. f. phys. Chem. **87**, 1—39, 1914.

J. J. van Laar. A new relation between the critical quantities, and on the unity of all the substances in their thermic behaviour. Proc. Amsterdam **16**, 808—822, 1914.

J. D. van der Waals. The volume of molecules and the volume of the component atoms. Proc. Amsterdam **16**, 880—890, 1914.

Ph. Kohnstamm and **K. W. Walstra.** An apparatus for the determination of gas isotherms up to about 3000 Atm. (Continuation). Proc. Amsterdam **16**, 822—835, 1914.

Malcolm Percival Applebey and **David Leonard Chapman.** A New Formula for the Latent Heat of Vapours. Journ. Chem. Soc. **105**, 734—744, 1914.

G. K. Burgess and **R. G. Waltenberg.** Melting points of the refractory elements. I. Elements of atomic weight from 48 to 59. Bull. Bur. of Stand. **10**, 79—90, 1914.

Alfred Charles Glyn Egerton. A Study of the Vapour Pressure of Nitrogen Peroxide. Journ. Chem. Soc. **105**, 647—657, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

W. Schlett. Über die Änderung der Dichte und spezifischen Wärme bei Metallen. S.-A. Ferrum **11**, Heft 5, 1 S., 1914.

H. N. Mercer. On the Ratio of the Specific Heats of Air, Hydrogen, Carbon Dioxide, and Nitrous Oxide. Phys. Soc. London, March 13, 1914. [Chem. News **109**, 152—153, 1914. [Nature **93**, 101, 1914.

Malcolm Percival Applebey and **David Leonard Chapman.** A New Formula for the Latent Heat of Vapours. Journ. Chem. Soc. **105**, 734—744, 1914.

7. Wärmeleitung.

P. Debye. Zustandsgleichung und Quantenhypothese mit einem Anhang über Wärmeleitung. S.-A. Vorträge über kinetische Theorie der Materie 19—60, 1913 (?). (Math. Vorl. a. d. Univ. Göttingen VI.)

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

J. W. Nicholson. Hydrogen and the primary constituents of Nebulae. Month. Not. **74**, 3, 204—215, 1914.

F. E. Baxandall. On enhanced lines of Manganese in the spectrum of a Andromedae. Month. Not. **74**, 3, 250—256, 1914.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

B. Bunnemeyer. Twin meteors. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1379—1388, 1913.

Heinrich Swoboda. Zusammenhang der Aquariden und Orioniden mit dem Halleyschen Kometen. Astr. Nachr. **197**, 13, 203—205, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Alfred Angot. Sur un mode de classification des hivers. Astronomie. Paris **27**, 521—523, 1913.

Alexander G. Mc Adie. New units in aerology. Sc. Amer. Suppl. New York **76**, 357, 1913.

Ernst Mylius. Wetterkunde für den Wassersport. „Yacht-Bibliothek", herausgeg. von der Redaktion der Zeitschr. „Die Yacht". 8. Berlin 1914. 8°. 8, 108 S., 21 Taf. *

F. Schmidt. Amerikanische Wettertypen. Astr. Korrespondenz **7**, 185—187, 1913.

Mittelschullehrer **Paul Richter** in Wittenberge. Luftwärme, Niederschläge und Sonnenscheindauer im Jahre 1912. (Schluß.) Wetter **31**, 2, 33—37, 1914.

P. C. Day. Notes on the severe heat and drought over the Middle West during the summer of 1913 (with 4 charts). Month. Weather Rev. **41**, 9, 1433—1457, 1913.

S. Zonneschijn en Bewolking. Hemel en Dampkring **11**, 106—108, 1913.

Henrique Morez. The present condition of agricultural meteorology in Brazil. Internat. Inst. of agricult. Bur. of agricult. intellig. and plant diseases. Month. Bull. Rome. 4th. year. Sept., 1313—1316, 1913.

Der Februar in Aussprüchen der ländlichen Bevölkerung. Wetter **31**, 2, 48, 1914.

Felix Linke. Wetter- und Bauernregeln. Weltall. Berlin **13**, 306—308, 1913.

E. Vanderlinden. Résumé des observations météorologiques faites à Uccle pendant l'année 1913. Annu. Mét. Belge pour 1914, S. 198—219, 1913.

Boletin Mensual del Observatorio del Ebro, Junio de 1913. **4**, Nr. 6. Observatorio de fisica cosmica del Ebro.

F. Åkerblom. Bulletin mensuel de l'observatoire météorologique de l'unversité d'Upsala. **45**. Année 1913. Upsala 1913—1914.

Jahresbericht über das meteorologische Beobachtungswesen im südwestafrikanischen Schutzgebiet für die Zeit vom 1. Juli 1911 und 30. Juni 1912. Mitt. a. d. deutschen Schutzgeb. Berlin **26**, 2, 164—180, 1913.

P. Heidke. Meteorologische Beobachtungen aus Togo. Teil IV. Zusammenstellung der Monats- und Jahresmittel aus dem Jahre 1912 an elf Beobachtungsstationen. Mitt. a. d. deutschen Schutzgeb. Berlin **26**, 3, 181—210, 1913.

Boletin annal del Observatorio meteorologico de Cartuja (Granada) dirigido por Padres de la Compañia de Jesus. Año 1912. Granada 1913. 4⁰. 73 S.

Rapporto annuale dello J. R. Osservatorio Marittimo di Trieste contenente le osservazioni meteorologiche di Trieste e di alcune altre stazioni adriatiche per l'anno 1909 redatto de Edoardo Mazelle. XXVI. Vòl. Trieste 1913. 4⁰. 2 Bl., 124 S.

Bulletin des observations. Observatoire magnétique, météorologique et sismologique de Zi-Ka-Wei (Chine). Tome 35, année 1909. Météorologie. Chang-Hai 1913. 4⁰. 1 Bl., XIX, 151 S., 4 Taf.

J. von Hann. Dr. G. C. Simpson: Einige Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen der zweiten antarktischen Expedition von Kapitän R. F. Scott. Met. ZS. **31**, 2, 62—67, 1914.

Dr. **K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Dezember 1913. Wetter **31**, 2, 37—38, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Dr. **Robert Dietzius.** Vertikale Luftströmungen an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **6**, 3, 165—172. 1914.

La température de l'atmosphère jusqu'à 17 kilomètres à Bruxelles (Uccle) et à Batavia, Annu. Mét. Belge pour 1914. Bruxelles. S. 53—57, 1913.

Th. Hesselberg. Die Luftbewegung im Cirrusniveau. Leipzig 1913. 8⁰. (Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig.. Veröffent. (2). Heft 2.) 71—73 S.

C. Braak. Die tägliche Temperaturschwankung der Luft in verschiedenen Höhen über dem tropischen Meere. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **6**, 3, 141—152, 1914.

W. Köppen und **F. Wedemeyer.** Beziehungen zwischen Temperatur, Luftdruck und Höhe der Troposphäre im europäischen Flachlande. Mit Fig. 6—12. (Schluß.) Met. ZS. **31**, 2, 75—87, 1914.

Albert Wigand und **Georg Lutze.** Bericht über eine wissenschaftliche Freiballonfahrt bis 9425 m Höhe. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmo. **6**, 3, 173—186, 1914.



E. Gold. The international kite and ballon ascents. Met. Off. Geophys. Mem. No. 5. 1913.

Lancers de ballons-pilotes. Annu. Mét. Belge pour 1914, S. 121—126, 1913.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Ansbert Vorreiter, Ingenieur. Die neuen französischen Militär-Flugzeuge. Prometheus **25**, 26, 401—405, 1914.

P. Graetz und andere. Die Vermessungs-Luftschiff-Expedition nach Neu-Guinea. 2. Aufl. 8⁰. 39 u. 20 S. Berlin 1914, W. Süsseroht. (0,60 ℳ.)

Dr. **P. Ludwig,** Privatdozent. Eine Freiballon-Sende-Antenne für drahtlose Telegraphie. Die Antenne. ZS. f. drahtl. Nachrichtenübermittl. usw., Heft 1, 7—10, 1914. Berlin.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

K. Kähler. Registrierungen des Emanationsgehalts der Bodenluft in Potsdam mit dem Benndorf-Elektrometer. Phys. ZS. **15**, 1, 27—31, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

Aurel Kiebel. Die Temperatur von Mies. Ein Beitrag zur Kennzeichnung des Klimas der Stadt. 1. Teil. Mies [1913]. 12 p. 8⁰. (S.-A. a. d. 43. Jahresber. des K. K. Staats-Ober-Gymnasiums in Mies.)

Alfred J. Henry. Vertikale Temperaturgradienten zwischen Mount Weather (Va.) und den Talstationen. Met. ZS. **31**, 2, 92—93, 1914.

Eduard Mazelle. Die stündliche Veränderlichkeit der Temperatur im Tageslaufe und die tägliche Periode der Temperatur nach den Thermographenaufzeichnungen am k. k. maritimen Observatorium in Triest. Wien 1913. 4⁰. 1 Bl., 34 S. S.-A. Denkschr. der Math. nat. Kl. d. Kaiserl. Akad. d. Wiss. **110**.

Temperature à Uccle (Bruxelles). Annu. Mét. Belge pour 1914. Bruxelles, S. 26—46, 1913.

F. A. Carpenter. The September (1913) hot wave in Los Angeles, Cal., Month. Weather Rev. **41**, 9, 1404—1414, 1914.

2 C2. Strahlung.

Heures de soleil à Uccle (Bruxelles). Annu. Mét. Belge pour 1914. Bruxelles, S. 21—26, 1913.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

L. A. Denson. The storm of September 3, 1913, in eastern North Carolina. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1300—1312, 1913.

A. H. Hignelt, Notes on cylones of October 27, 1913 in Cheshire. Symons's Met. Mag. Febr. 1914.

J. H. Armington. Storm of November 7—10 (on the Great Lakes). Month. Weather Rev. **41**, 11, 1678—1680, 1913.

Giovanni Silva. Il vento a Padova nel decennio 1900—1909 e nel quarantennio 1870—1909. Venezia 1913. 491—541 p. 8⁰. (Contributi dell' Osservat. astr. della R. Univ. di Padova.)

2 F. Wasserdampf.

Ph. Flajolet. Observation d'une curieux formation de cirrus. C. R. **157**, 14, 558—560, 1913.

2 G. Niederschläge.

Excessive precipitation. November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1795—1797, 1913.

La pluie sur la côte belge. Annu. Mét. Belge pour 1914. Bruxelles, S. 48—51, 1913.

E. Vanderlinden. La grêle en Belgique pendant l'année 1913. Annu. Mét. Belge pour 1914, Bruxelles. S. 92—121, 1913.

M. N. Stewart. Relation of precipitation to tree growth. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1287—1298, 1913.

Alexander G. Mc Adie. The rainfall of California. Univ. of California Public. in Geogr. **1**, 4, 127—240, 1914. University of California Press. Berkeley.

M. Weiss. Regen- und Meerestemperatur-Messungen im Schutzgebiet Togo 1912. Mitt. a. d. deutschen Schutzgeb. Berlin **26**, 3, 211—213, 1913.

K. Langbeck. Die Niederschlagsregistrierungen an der Pflanzstätte Idenau (Sanje) am Kamerungebirge vom April 1910 bis März 1911. Mitt. a. d. deutschen Schutzgeb. Berlin, **26**, 2, 156—158, 1913.

Ernest Bénévent. La pluviosité de la France du Sud-Est. Grenoble 1913. 8⁰. 26 Tafeln.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

G. Dobson. A comparison of the electrical condition of the atmosphere at Kew and Eskdalemuir with notes on observations of atmospheric electricity made in other countries. Met. Off. Geophys. Mem. 1914, Nr. 7.

W. F. G. Swann. The atmospheric potential gradient, and a theory as to the cause of its connection with other phenomena in atmospheric electricity together with certain comclusions as to the expression for the electric force between two parallel charged plates. Terr. Magn. December 1913.

Dr. **G. Lutze**, Brüssel. (Fortsetz.) Luftelektrizität und drahtlose Telegraphie. Die Antenne. ZS. f. drahtl. Nachrichtenübermittl. usw., Heft 1, 10—16, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

J. Maurer und **C. Dorno.** Über den Verlauf und die geographische Verbreitung der atmosphärisch-optischen Störung 1912—1913. (Mit einer Figur.) Met. ZS. **31**, **2**, 49—62, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

W. Schmidt. Luftwogen im Gebirgstal; nach Variographenaufzeichnungen von Innsbruck. Zur Beobachtung und Analyse rascher Luftdruckschwankungen. III. Sitzungsber. Wien. Akad. d. Wissensch. **122**, 5, Abt. IIa.

Heinz von Ficker. Die Erforschung von Föhnerscheinungen in den Alpen. Eine meteorologische Studie. München 1912. 53—77 p. 4⁰. (S.-A. a. d. ZS. d. deutschen und österreichischen Alpenvereins 1912, **43**.)

Florentino Romero. Teoriá sobre la circulacion atmosferica. Soc. astr. de España y América-Revista. Barcelona **3**, 125—127, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

Julien Loisel. Comment prévoir de pluie. La Nature, Paris, **41**, 257—259, 1913.

Heinrich Johannsen. Können wir das Wetter in Gewalt bekommen? Lübeck (1913). 8⁰. 19 S.

Vicente D. Abad. Servicio de prévision de temporales de la Sociedad Astronomica de España y America. Soc. astr. de España y America-Revista, Barcelona **3**, 129—133, 1913.

Weather Forecasts and warnings for the month september 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1428—1431, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Johannes Mielke, Kolberg. Die Temperaturschwankungen 1870—1910 in ihrem Verhältnis zu der 11jährigen Sonnenfleckenperiode. A. d. Arch. d. deutschen Seewarte **36**, 3. Hamburg 1913.

2 O. Meteorologische Apparate.

2 P. Klimatologie.

A. v. Müller in Stuttgart. Klimavergleiche einiger meteorologisch interessanten Orte von Zentral-Europa. Wetter **31**, 2, 28—32, 1914.

Dr. **Wilh. R. Eckardt.** Pflanzengeographische Probleme unter besonderer Berücksichtigung der Eiszeit und des Akklimatisationsproblems der Pflanzen. Prometheus **25**, 22, 342—346, 1914.

Jean Mascart. Recherches sur le climat du Lyonnais. Lyons. Obs. Bull. **1**, 25—41 (Sept.) 1913.

Climatological summary for 12 districts, November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1640—1778, 1913.

Condensed climatological summary, November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1791—1792, 1913.

Climatological data, U. S. Weather Bureau stations, November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1792—1795, 1913.

Canadian climatological data, November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1797, 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

L. Krüger. Transformation der Koordinaten bei der konformen Doppelprojektion des Erdellipsoids auf die Kugel und die Ebene. Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Geod. Inst., N. F., Nr. 60, Potsdam 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.



3 F. Erdbeben.

Prof. Dr. **Emil Rudolph** und Dr. **Siegmund Szirtes.** Straßburg i. E. Zur Erklärung der geographischen Verteilung von Großbeben. Peterm. Mitt. **60**, 124—130, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Jean Mascart. La formation des cirrus et le magnétisme terrestre. La Nature, Paris **41**, 338—339, 1913.

P. Idrac. Sur les inégalités de la distribution du magnétisme terrestre. C. R. **157, 14**, 1488—1490, 1914.

Ph. Flajolet. Perturbations de la déclinaison magnétique à Lyon (Saint-Genis-Laval) pendant le troisième trimestre 1913. C. R. **157**, 14, 1181—1183, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

Eduard Brückner. Moorbildungen und postglaciale Klimaschwankungen am Nordsaum der Ostalpen. ZS. f. Gletscherkde. Berlin. **7**, 334—340, 1913.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

G. Schott. Plan einer internationalen Erforschung des Atlantischen Ozeans gelegentlich der Panamakanal-Feier. Ann. d. Hydr. **32**, 3, 146—150, 1914.

Dr. **Joh. Schmidt.** Report on the Danish oceanographical expeditions 1908 to 1910 to the Mediterranean and adjacent seas. Vol. I. Introduction Hydrography. Deposits of the sea-bottom. Copenhagen 1912. Andr. Ferd. Host & Son. 4⁰. 270 S. XX Tafeln. Ref. G. Schott. Ann. d. Hydr. **32**, 3, 174, 1914.

Hydrographical werk on the Russian Shores of the Pacific. Bull. Amer. Geogr. Soc., January 1914.

Leidenfrost-Gyula. Zwei Wochen auf S. M. S. Najade. (In ungar. Sprache.) „A Tenger“ Nr. 11 und 12, 1913.

Die neunte Terminfahrt S. M. S. „Najade“ in der Hochsee der Adria vom 16. Mai bis 1. Juni 1913. Mitt. d. Geogr. Ges. Wien **56**, 11/12. 1913.

Adolf Gadewohl. Die Stabilität der Meeresströmungen im Nordatlantischen Ocean südlich 50^0 N. Br. im Herbst. Berlin, Mittler u. Sohn, 1913. 4^0. 2 Bl., 20 S., 1 Bl., 1 Karte. (Dissertation.) S.-A. Ann. d. Hydr. **41**.

J. R. Wilton. On deep water waves. Philosph. Mag. Febr. 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Georg L. Thon et **L. R. Howson.** The yield of a Kentucky watershed. (A twenty-six year record.) Western. soc. of engineers. J. Chicago, 18. Sept., 643—662, 1913.

W. E. Bonnett. Notes on streams and weather of the upper San Joaquin watershed. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1756—1765. 1913.

Rivers and floods, November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1783, 1914.



Axel Wallén. Fleräriga variationer hos vattenständet i Mälaren, nederbörden i Uppsala och lufttemperaturen i Stockholm. Stockholm 1913. 4⁰. 2 Bl., 104 S., 4 Taf. *

30. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Eduard Brückner. Die Schneegrenze in der Antarktis. ZS. f. Gletscherkde. Berlin 7, 276—279, 1913.

Wochenberichte über die Schneebeobachtungen im österreichischen Elbegebiete und im böhmischen Donau- und Odergebiete für den Winter 1912/13. Herausgeg. von der k. k. hydrographischen Landesabteilung in Prag. Prag 1913. Fol. 23 S., 4 Karten nebst Tabellen.

Wochenberichte über die Schneebeobachtungen im österreichischen Rhein-, Donau-, Oder- und Adriagebiete für den Winter 1912/13. Herausgeg. vom hydrographischen Zentralbureau im k. k. Ministerium für öffentliche Arbeiten. Wien 1913. Fol. 67 S., 6 Karten nebst Tabellen.

Wochenberichte über die Schneebeobachtungen im österreichischen Weichsel-, Dniestr-, Dniepr-, Pruth- und Serethgebiete für die Zeit vom 5. Januar bis 8. März 1913. Herausgeg. von der k. k. hydrographischen Landesabteilung in Lemberg. Lemberg 1913. Fol. 29 S., 9 Karten nebst Tabellen. In deutscher und polnischer Sprache.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Mai 1914.** **Nr. 9.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 9 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. April 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Ludw. Zehnder. Grundriß der Physik. 2. Aufl. XXXII u. 424 S. Tübingen, H. Laupp, 1914. (Preis 7 ℳ; geb. 8 ℳ.) *

L. Wunder. Physik für Lehrer aller Schulgattungen. Mit 181 Abbildungen im Text. XVI u. 351 S. Hildesheim u. Leipzig, August Lax, Verlagshandlung, 1914. (Der naturwissenschaftliche Unterricht auf der Grundlage des Arbeitsschulgedankens. Herausgegeben von A. Pabst. Band I.) (Preis 6 ℳ, geb. 7 ℳ.) *

Ernst Jentsch. Julius Robert Mayer. Seine Krankheitsgeschichte und die Geschichte seiner Entdeckung. VII u. 135 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1914.

Oliver J. Lodge. Prof. J. H. Poynting. Nature **93**, 138—140, 1914.

Josef Schaff. Geschichte der Physik an der Universität Ingolstadt. 234 S. Diss. Erlangen 1912.

Eilhard Wiedemann. Ein arabisches Gefäß, das sich stetig mit Wasser füllt und dies dann plötzlich ausgießt. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 240—241, 1914.

H. Wieleitner. Das Gesetz vom freien Fall in der Scholastik, bei Descartes und Galilei. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 209—228, 1914.

Marie-Luise Hoppe. Die Abhängigkeit der Wirbeltheorie des Descartes von William Gilberts Lehre vom Magnetismus. 61 S. Diss. Halle 1914.

H. Kleinpeter. Zur Theorie der Erkenntnis in der Physik. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 227, 1914.

J. Goldschmied. Die Konstitution der Materie und der Energie. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 231—234, 1914.

H. Kamerlingh Onnes. Untersuchungen über die Eigenschaften der Körper bei niedrigen Temperaturen, welche Untersuchungen unter anderem auch zur Herstellung von flüssigem Helium geführt haben. Nobel-Vortrag vor

der Königl. Schwedischen Akademie der Wissenschaften in Stockholm am 11. Dezember 1913 gehalten. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 35 to Nr. 133—144, 36 S., 1914.

H. Kamerlingh Onnes. Report on researches made in the Leiden cryogenic laboratory between the Second and Third International Congress of Refrigeration. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 34 to Nr. 133—144, 1914, 37—70.

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1913. ZS. f. Instrkde. **34**, 113—130, 1914.

J. Rose-Innes. On the Integration of the Differential Equation applicable to a Plane Progressive Wave. Phil. Mag. (6) **27**, 669—672, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

E. Grimsehl. Didaktik und Methodik der Physik in der Mittelschule. Übersetzt ins Russische von J. Jaschunski. VIII u. 166 S. Petersburg 1913. (Russisch.)

E. Grimsehl. Die physikalischen Schülerübungen in Deutschland. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 787—791, 1914.

J. Wetternick. Der gegenwärtige Stand der physikalischen Schülerübungen in Österreich. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 791—796, 1914.

A. E. Haas. Der Wert der geschichtlichen Methode im physikalischen Unterricht. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 801—802, 1914.

M. Prodinger. Über das Verhältnis der physikalischen Schülerübungen zum fortlaufenden Unterricht auf der Unterstufe der Mittelschulen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 802—804, 1914.

A. Pauser. Verhältnis der physikalischen Schülerübungen zum fortlaufenden physikalischen Unterrichte auf der Oberstufe. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 804—806, 1914.

August Pauser. Wie kann man im Experimentalunterricht in der Physik die Schüler zum Gebrauch der Meßgeräte heranziehen? ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 228—235, 1914.

O. Leppin. Aus der Lehrmittelindustrie. ZS. f. d. Realschulwesen **39**, 15—19, 1914.

Paul Spies. Ein Apparat zur Erläuterung der Elektronenbewegung beim Zeemanphänomen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 812, 1914.

Paul Askenasy. Neue elektrische Tiegelöfen für Laboratoriumsgebrauch, System Prof. Ubbelohde. ZS. f. Elektrochem. **20**, 253, 1914.

3. Maß und Messen.

Ch. Ed. Guillaume. Les récents progrès du Système métrique. Rapport présenté à la quatrième conférence générale des Poids et Mesures, réunie à Paris, en octobre 1907. Trav. et Mém. du Bur. inter. des Poids et Mes. **15**, 92 S. Paris, Gauthier-Villars.

Ch. Ed. Guillaume. Les récents progrès du Système métrique. Rapport présenté à la cinquième conférence générale des Poids et Mesures, réunie à Paris, en octobre 1913. 118 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

Comptes Rendus de la Quatrième Conférence générale des Poids et Mesures. Trav. et Mém. du Bur. intern. des Poids et Mes. **15**, 92 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

J. René Benoit, Ch. Fabry et A. Perot. Nouvelle détermination du rapport des longueurs d'onde fondamentales avec l'unité métrique. Trav. et Mém. Bur. intern. des Poids et Mes. **15**, 134 u. CXLVI S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

Ch. Ed. Guillaume. Premières déterminations des étalons à bouts exécutées au Bureau international. Trav. et Mém. du Bur. intern. des Poids et Mes. **15**, 31 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

A. Pérard. Etudes sur les étalons à bouts; Premier Mémoire: Broches et Calibres. Trav. et Mém. du Bur. intern. des Poids et Mes. **15**, 169 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

R. de Baillehache. Sur la définition du litre et la densité de l'eau dans le système métrique. Ann. de phys. (9) **1**, 344—346, 1914.

Martin Krause. Über internationale Vereinbarungen von Einheiten und Formelgrößen. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. **21**, 72—75, 1914.

Bohuslav Brauner. New Units in Aerology. Nature **93**, 136, 1914.

J. R. Rydberg. Ein rationelles Dimensionssystem der physikalischen Begriffe. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 196—197, 1914.

Hermann J. Reiff. Ein neues Kompressions-Vakuummeter mit direkt ablesbarer linearer Teilung und mehreren dekadischen Meßbereichen nebst einer Skizze der Entwickelung dieser Instrumententype. ZS. f. Instrkde. **34**, 97—106, 1914.

J. D. Morgan. An Instrument for Recording Pressure Variations due to Explosions in Tubes. Phys. Soc. London, March 27, 1914. [Chem. News **109**, 202—203, 1914.

V. Vieweg. Über Torsionsdynamometer. D. Mech.-Ztg. 1914, 73—77.

M. Moulin. Sur les courbes terminales des spiraux; influence de termes du second ordre. C. R. **158**, 1014—1017, 1914.

v. Sanden. Zu dem Aufsatz von Herrn Rudolf Slaby: „Über ein neues Verfahren zur harmonischen Analyse von Kurven". Arch. f. Elektrot. **2**, 393—394, 1914.

R. Slaby. Erwiderung. Arch. f. Elektrot. **2**, 394, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

H. Reißner. Über die Relativität der Beschleunigungen in der Mechanik. Phys. ZS. **15**, 371—375, 1914. Berichtigung S. 469.

Umberto Crudeli. Nuovi criterî di stabilità per moti stazionari di prima specie. Lincei Rend. (5) **23** [1], 400—405, 1914.

Gunnar Nordström. Über den Energiesatz in der Gravitationstheorie. Phys. ZS. **15**, 375—380, 1914.

H. Fricke. Die allgemeine Gravitation. Ein neuer Weg zur Lösung des Problems. S.-A. Zeitschr. Weltwissen **2**, Nr. 38 u. 39, 8 S., 1914 (?).

A. Korn. Sur le problème des sphères pulsantes et la théorie de la gravitation. C. R. **158**, 932—934, 1914.

A. Einstein. Zum gegenwärtigen Stande des Gravitationsproblems. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 3—24, 1914.

M. Palágyi. Die Relativitätstheorie in der modernen Physik und Naturphilosophie. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 227—230, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

A. Korn. Zur Frage der internationalen Vereinheitlichung wichtiger Begriffe und Bezeichnungen in der Potentialtheorie und Elastizitätstheorie. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 30—36, 1914.

N. Hesehus. Grundlage einer Elektronentheorie der elastischen Nachwirkung. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 409—428, 1913. (Russisch.)

A. Dinnik. Anwendung der Besselschen Funktionen zu den Aufgaben der Elastizitätstheorie. Teil I. Statik. Nowotscheikasik 1913. (Russisch.) *

E. Baticle. Sur les équations aux dérivées partielles de l'équilibre limite d'un massif sablonneux, compris entre deux surfaces à profil rectiligne, l'une face postérieure d'un mur de soutènement, l'autre, surface supérieure libre du massif. C. R. **158**, 856—858, 1914.

Vito Volterra. Drei Vorlesungen über neuere Fortschritte der mathematischen Physik. Gehalten im September 1909 in der Clark-University. Mit Zusätzen und Ergänzungen des Verfassers. Deutsch von Ernst Lamla. Mit 19 Figuren und 2 Tafeln. S.-A. Arch. d. Math. u. Phys. **22**, 1914. (Preis 3 ℳ.)
Rayleigh. The Sand-Blast. Nature **93**, 188, 1914.
A. Nádal. Die Formänderungen und die Spannungen von rechteckigen elastischen Platten. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 487—494, 1914.
Gustavo Colonnetti. Esperienze sulla elasticità a trazione del rame. Nota III. Lincei Rend. (5) **23** [1], 421—427, 1914.

6. Hydromechanik.

Hans Pauschmann. Über das Poiseuillesche Gesetz und seine Gültigkeit. 53 S. Diss. Erlangen 1909.
Hermann Sanders. Untersuchungen über die Bewegungen einer zähen Flüssigkeit unter einer rotierenden Platte. 53 S. Diss. Erlangen 1912.
Hans Meerbrei. Innere Reibung kolloidaler Eisensalzlösungen. 37 S. Diss. Erlangen 1913.
William Howieson. The Influence of Volume Change on the Fluidity of Mixtures of Miscible Liquids. Phil. Mag. (6) **27**, 662—668, 1914.

7. Kapillarität.

J. Livingston R. Morgan. Influence de la température sur la tension superficielle du mercure dans le vide (réponse à M. Cenac). Ann. de phys. (9) **1**, 326—343, 1914.
H. Devaux. Sur l'apparition et la disparition des globules dans une mince couche d'huile étendue d'eau. Apparition et disparition d'une buée. Soc. Franç. de Phys. Nr. 55, 3—5, 1914.
P. Vaillant. Sur la loi de Tate et la variation de la grandeur des gouttes avec la vitesse de la chute. C. R. **158**, 936—938, 1914.
S. A. Shorter. On a Classification of Foaming Solutions. Phil. Mag. (6) **27**, 718—720, 1914.
A. Nekrassow. Theorie der Wellen auf der Oberfläche einer schweren Flüssigkeit von geringer Tiefe. Arb. d. phys. Abt. d. Ges. v. Freunden der Naturw. **16**, Heft 2, 1—20, 1913. (Russisch.)

8. Aeromechanik.

C. Cranz und **Br. Glatzel.** Die Ausströmung von Gasen bei hohen Anfangsdrucken. I. Teil. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1186—1204, 1914.
Hans Vogel. Über die Viskosität einiger Gase und ihre Temperaturabhängigkeit bei tiefen Temperaturen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1235—1272, 1914.
H. Gerdien. Der Luftgeschwindigkeitsmesser der Siemens & Halske-A.-G. (nach gemeinsam mit Herrn Holm durchgeführten Untersuchungen). Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 234—238, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Karl Alfred Halbig. Absolute und relative Messungen von Schallintensitäten. 54 S. Diss. Erlangen 1912.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

A. Möbusz. Lehrbuch der Chemie und Mineralogie mit Einschluß der Geologie. Auf Grund des „Kotteschen Lehrbuchs der Chemie" nach methodischen Lehrsätzen vollständig neu bearbeitet. I. Teil. Anorganische und Organische Chemie. Mit 93 Figuren. VIII u. 270 S. Dresden-Blasewitz, Verlag von Bleyl & Kaemmerer (Inh. O. Schambach), 1914. (Preis geb. 3,25 *M.*) *

E. R. Lyon. An extension of Professor Mayer's experiment with floating magnets. Phys. Rev. (2) **3**, 232—238, 1914.

Gervaise Le Bas. The Theory of Molecular Volumes. Part II. Constitutive Effects in Molecular Volumes. Phil. Mag. (6) **27**, 740—751, 1914.

Arnoldo Piutti. Sur un mode de représentation des éléments chimiques au moyen de points dans l'espace ordinaire. Journ. chim. phys. **12**, 58—65, 1914.

F. H. Loring. Atomic Weights. Chem. News **109**, 169—170, 1914.

Albert F. O. Germann. Revision de la densité de l'oxygène. Contribution à la détermination de la densité de l'air à Genève. Journ. chim. phys. **12**, 66—108, 1914.

A. Leduc. Densité et masse atomique du néon. C. R. **158**, 864—866, 1914.

Charles Moureau et **Adolphe Lepape.** L'azote brut (azote + gaz rares) dans les mélanges gazeux naturels. C. R. **158**, 839—843, 1914.

O. Maass and **D. Mc Intosh.** Some physical properties of ethane, ethylene and acethylene. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 737—742, 1914.

H. Bourget, Ch. Fabry et **H. Buisson.** Sur le poids atomique du nébulium et la température de la nébuleuse d'Orion. C. R. **158**, 1017—1019, 1914.

K. Fajans. Die Radioelemente und das periodische System. Die Naturwissenschaften **2**, 429—434, 1914.

M. Rózsa. Über den organischen Aufbau der Staßfurter Salzablagerungen. Mit 1 Tafel und 11 Figuren. 35 S. Berlin, Kommissionsverlag R. Friedländer & Sohn, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

William Howieson. The Influence of Volume Change on the Fluidity of Mixtures of Miscible Liquids. Phil. Mag. (6) **27**, 662—668, 1914.

Hans Meerbrei. Innere Reibung kolloidaler Eisensalzlösungen. 37 S. Diss. Erlangen 1913.

Alfred Lohr. Über Widerstandsänderungen von Amalgamen und einigen leicht schmelzbaren Legierungen mit der Temperatur und der Zeit. 72 S. Diss. Erlangen 1914.

Erich Both. Thermokräfte von Amalgamen und leichtflüssigen Legierungen. 54 S. Diss. Erlangen 1914.

A. Campetti e **C. del Grosso.** Sul equilibrio di coppie di liquidi parzialmente miscibili. Cim. (6) **6**, 379—417, 1913.

Hermann Wessels. Über Thermolyse. Das Ludwig-Soretsche Phänomen in festen Körpern. ZS. f. phys. Chem. **87**, 215—252, 1914.

G. Poma und **A. Patroni.** Einfluß der Neutralsalze auf den Zustand der Ionen in Lösung. (Erste Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. **87**, 196—214, 1914.

G. Hevesy. The Diffusion and Valency of the Radio-elements. Phil. Mag. (6) **27**, 586—601, 1914.

M. Rózsa. Über den organischen Aufbau der Staßfurter Salzablagerungen. Mit 1 Tafel und 11 Figuren. 35 S. Berlin, Kommissionsverlag R. Friedländer & Sohn, 1914.

L. Gurwitsch. Über die physiko-chemische Attraktionskraft. ZS. f. phys. Chem. **87**, 323—332, 1914.
J. W. van Iterson-Rotgans. Das T, x-Diagramm des Systems Benzol—Chinin. ZS. f. phys. Chem. **87**, 305—322, 1914.
Mil. Z. Iovitchitch. Sur l'absorption d'acide carbonique de l'air par l'hydrate de chrome. C. R. **158**, 872—874, 1914.
W. P. A. Jonker. Connection between the adsorption-isotherm and the laws of Proust and Henry. Proc. Amsterdam **16**, 970—974, 1914.
M. A. Gordon. Adsorption by filter paper. Journ. phys. chem. **18**, 337—354, 1914.
J. E. Harris. Some adsorption phenomena in soils and kaolin. Journ. phys. chem. **18**, 355—372, 1914.
A. Eucken. Zur Theorie der Adsorption. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 345—362, 1914.
Georges Claude. Sur l'absorption des gaz par le charbon aux basses températures. C. R. **158**, 861—864, 1914.
F. E. Bartell. Negative osmose. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 646—656, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

J. Carvallo. Recherches expérimentales sur la conductibilité électrique de quelques liquides purs. Ann. de phys. (9) **1**, 171—225, 1914.
P. Walden. Über die Molekulargröße und elektrische Leitfähigkeit einiger geschmolzener Salze. Bull. Petersburg 1914, 405—422.
Gerhard C. Schmidt. Passivity. Faraday Soc., Nov. 12, 1913. Chem. News **109**, 38—40, 51—53, 1914.
A. Smits. Answer to Prof. E. Cohen to his observations under the title of Allotropy and Electromotive Equilibrium. Proc. Amsterdam **16**, 1002—1004, 1914.

4. Photochemie.

Jean Bielecki et **Victor Henri.** Contribution à l'étude de la tautomérie. Étude quantitative et l'absorption des rayons ultraviolets par les dérivés de l'acide acétylacétique. C. R. **158**, 866—869, 1914.
Jean Bielecki et **Victor Henri.** Contribution à l'étude de la tautomérie. Étude quantitative de l'absorption des rayons ultraviolets par les dicétones de la série grasse. C. R. **158**, 1022—1025, 1914.
Anton Kailan. Über das Gleichgewicht und die gegenseitige Umwandlungsgeschwindigkeit von Fumar- und Maleinsäure im Lichte einer Quarzquecksilberlampe. ZS. f. phys. Chem. **87**, 333—356, 1914.

5. Thermochemie.

v. Kohner und **P. Winternitz.** Die chemische Konstante des Wasserstoffs. Phys. ZS. **15**, 393—397, 1914.
P. Winternitz. Über eine Anwendung der Nernstschen Näherungsformel. Phys. ZS. **15**, 397—399, 1914.
Wilder D. Bancroft and **Harry B. Weiser.** Flame Reactions. II. The Luminescence of Heated Gases. Journ. phys. chem. **18**, 281—336, 1914.
A. Smits, A. Kettner and **A. L. W. de Gee.** On the pyrophoric phenomenon in metals. Proc. Amsterdam **16**, 999—1001, 1914.
Georges Lemoine. Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée sous l'influence de la chaleur. Journ. chim. phys. **12**, 1—57, 1914.
W. A. Bone. Surface combustion. From a discourse delivered at the Roy. Inst., Febr. 27, 1914. [Nature **93**, 202—206, 1914.

E. Briner. Sur le caractère atomique de la dynamique chimique des systêmes gazeux. Journ. chim. phys. **12**, 109—132, 1914.

R. de Forcrand. Sur le tétroxyde de potassium. C. R. **158**, 843—846, 1914.

A. Grusinzew. Thermodynamische Theorie der chemischen Reaktionen. 112 S. Charkow 1913. (Russisch.) *

Ross Aiken Gortner. The lowest temperature obtainable with ice and salt. Science (N. S.) **39**, 584—585, 1914.

E. Rengade et **N. Costeanu.** Sur les chaleurs de formation et sur quelques autres propriétés des protosulfures alcalins. C. R. **158**, 946—948, 1914.

Ernst Rosenbohm. Über die Wärmeentwickelung bei der Quellung von Kolloiden. 54 S. Diss. Erlangen 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

P. P. Ewald. Die Berechnung der Kristallstruktur aus Interferenzaufnahmen mit X-Strahlen. Phys. ZS. **15**, 399—401, 1914.

A. P. Schleicher und **W. Guertler.** Resistometrische Studien an einigen Eisen- und Nickellegierungen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 237—252, 1914.

Léon Schames. Ist zwischen dem Flüssigkeits- und dem Kristallzustand ein kontinuierlicher Übergang und das Auftreten kritischer Punkte möglich? ZS. f. phys. Chem. **87**, 369—378, 1914.

Em. Vigouroux. Considérations sur les fers siliciés. Bull. soc. chim. (4) **15**, 268—273, 1914.

H. W. Foote and **W. M. Bradley.** On Solid Solution in Minerals. V. The Isomorphism between Calcite and Dolomite. Sill. Journ. (4) **37**, 339—345, 1914.

Georg Wolf. Über die spezifische elektrische Leitfähigkeit und Dichte von Palladium-Wasserstofflegierungen. 29 S. Diss. Halle 1914.

G. Tammann. Zur Unterscheidung von Racemie und Pseudoracemie. ZS. f. phys. Chem. **87**, 357—365, 1914.

G. Tammann. Über die Theorie des Polymorphismus. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 44—60, 1914.

Richard Zsigmondy. Über Gelstrukturen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 60—71, 1914.

Kerr Grant. Cellular Structure of Emulsions. Nature **93**, 162, 1914.

O. Lehmann. Die Quellung flüssiger Kristalle. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 197—202, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

W. H. Keesom. Über die Anwendung der Quantentheorie auf die Theorie der freien Elektronen in Metallen. S.-A. Vorträge über die kinetische Theorie der Materie u. d. Elektr.; Math. Vorl. a. d. Univ. Göttingen VI, 194—196, 1914 (?).

A. Korn. Das Elektron als pulsierendes Teilchen mit konstantem Pulsationsquantum. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 190—193, 1914.

K. Nesturek. Die Struktur des Atoms. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T. Abt. II, 277—289, 1913. (Russisch.)

J. Borgmann. Grundlagen der Lehre von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen. I. Elektrostatik und elektrischer Strom. XVI u. 748 S. Petersburg 1914. (Russisch.) *

L. Décombe. Sur la chaleur de Joule considérée comme chaleur de Siemens C. R. **158**, 938—941, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)
(Vgl. auch III, 3.)

Heinrich Hörig. Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls. Theoretisches. Phys. ZS. **15**, 388—393, 1914.
G. W. C. Kaye, W. F. Higgins. Electric Emissivity at High Temperatures. Nature **93**, 189, 1914.

3. Elektrostatik.

Karl Willy Wagner. Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwellscher Vorstellungen. Arch. f. Elektrot. **2**, 371—387, 1914.
K. F. Slotte. Über eine Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstante und dem spezifischen Volumen dielektrischer Körper. Acta Soc. Fenn. **44**, Nr. 6, 18 S., 1914.
L. Verain. Recherches expérimentales sur la constante diélectrique des gaz. Ann. de phys. (9) **1**, 255—296, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

F. E. Smith. Absolute Measurements of a Resistance by a Method based on that of Lorenz. Phil. Trans. (A) **214**, 27—108, 1914.
B. Szilard. Électromètre à lectures et à indications directes destiné à la mesure de très faibles courants. Journ. de phys. (5) **4**, 222—225, 1914.
Walter P. White. Einige neue Doppelkompensatoren. ZS. f. Instrkde. **34**, 71—82, 107—113, 1914.
H. Greinacher. Das Ionometer und seine Verwendung zur Messung von Radium- und Röntgenstrahlen. Phys. ZS. **15**, 410—415, 1914.
F. W. Jordan. A New Type of Thermogalvanometer. Phys. Soc. London, March 27, 1914. [Chem. News **109**, 202, 1914.
L. Flamm. Messung radioaktiver Substanzen im Schutzringplattenkondensator. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 195—196, 1914.
H. W. Farwell. Note on the Use of the Wilson Tilted Electroscope. Sill. Journ. (4) **37**, 319—320, 1914.

5. Apparate.

H. Greinacher. Über einen Gleichrichter zur Erzeugung konstanter Gleichspannung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 320—326, 1914.
Artur Korn. Über den gegenwärtigen Stand der Bildtelegraphie, insbesondere über ein neues Stufenrelais zur Verstärkung der Ströme, welche bisher durch die Selenmethode zur Verfügung gestellt wurden. Elektrot. ZS. **35**, 442—447, 1914.
A. Korn. Über telegraphische Übertragungen kinematographischer Aufnahmen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 28—30, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

Heinrich Hörig. Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalles. Theoretisches. Phys. ZS. **15**, 388—393, 1914.
Erich Both. Thermokräfte von Amalgamen und leichtflüssigen Legierungen. 54 S. Diss. Erlangen 1914.
Charles C. Bidwell. Thermal electromotive forces in oxides. Phys. Rev. (2) **3**, 204—206, 1914.

S. L. Brown. Thermal Electromotive Force at the Junctions of Metals and Metallic Oxides. Abstract of a paper presented at the Atlanta meeting of the Physical Society, December 31, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 239—240, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

H. Kamerlingh Onnes. Further Experiments with Liquid Helium. I. The Hall-effect, and the magnetic change in resistance at low temperatures. IX. The appearance of galvanic resistance in supra-conductors which are brought into a magnetic field, at a threshold value of the field. Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 65—71, 1913. Proc. Amsterdam **16**, 987—992, 1914.

Edwin F. Northrup. Resistivity of pure gold in temperature range 20° C to 1500° C. Journ. Frankl. Inst. **177**, 287—292, 1914.

Hans Schimank. Über das Verhalten des elektrischen Widerstandes von Metallen bei tiefen Temperaturen. 47 S. Diss. Berlin 1913.

Alfred Lohr. Über Widerstandsänderungen von Amalgamen und einigen leichtschmelzbaren Legierungen mit der Temperatur und der Zeit. 72 S. Diss. Erlangen 1914.

A. P. Schleicher und **W. Guertler.** Resistometrische Studien an einigen Eisen-Nickellegierungen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 237—252, 1914.

Georg Wolf. Über die spezifische elektrische Leitfähigkeit und Dichte von Palladium-Wasserstofflegierungen. 29 S. Diss. Halle 1914.

J. Carvallo. Recherches expérimentales sur la conductibilité électrique de quelques liquides purs; (suite). Ann. d. phys. (4) **1**, 193—225, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

V. Schaffers. Das Gesetz der Glimmströme in zylindrischen Feldern unter Atmosphärendruck. (La loi des courants de lueurs dans les champs cylindriques sous la pression atmosphérique). Phys. ZS. **15**, 405—410, 1914.

Millochau. Contribution à l'étude des décharges électriques dans les tubes de Geissler et des effets spectraux produits par ces décharges. Journ. de phys. (5) **4**, 206—221, 1914.

H. B. Baker und **R. J. Strutt.** Über die aktive Modifikation des Stickstoffs. [II]. Chem. Ber. **47**, 1049—1055, 1914.

Eugène Darmois et **Maurice Leblanc fils.** Sur l'arc au mercure à courant alternatif. Soc. Franç. de Phys. Nr. 55, 2—3, 1914.

M. Bonce-Brouèwice. Über die Bedingungen einer verschiedenartigen Einwirkung des Lichtes auf den Funken und über eine Methode, den Funken zu regulieren. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 431—453, 1913. (Russisch.)

Horton. The ionisation produced by certain substances when heated on a Nernst filament. Cambridge Phil. Soc. March 9, 1914. [Nature **93**, 155, 1914.

R. D. Kleeman. On the recombination of ions made by α rays. Phil. Mag. (6) **27**, 755, 755—756, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

L. Wertenstein. Die Strahlen positiver Elektrizität. Wektor **3**, 292—306, 1914. (Polnisch.)

J. Stark. Die elektrische und die damit verbundene optische Änderung chemischer Atome. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 71—81, 1914.

A. Gockel. Die Radioaktivität von Boden und Quellen. Mit 10 Textabbildungen. V und 108 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914 (Sammlung Vieweg, Heft 5). (Preis 3 *M*.)

R. Swinne. Über die Radioaktivität einiger russischer Mineralwässer. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 454—460, 1913. (Russisch.)

K. Fajans. Die Radioelemente und das periodische System. Die Naturwissenschaften **2**, 429—434, 1914.

Léon Kolowrat. Tabellen radioaktiver Konstanten. Le Radium **11**, 1—6, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, 1, 1327—1328.

Giuseppe Oddo. Molekularstruktur der radioaktiven Atome. Gazz. chim. ital. **44** [1], 219—235, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 1324—1325.

R. D. Kleeman. On the recombination of ions mode by α rays. Phil. Mag. (6) **27**, 755, 755—756, 1914.

T. Godlewski. On the Action of Colloids on Radioactive Products in Solution. Phil. Mag. (6) **27**, 618—632, 1914.

G. Hevesy. The Diffusion and Valency of the Radio-elements. Phil. Mag. (6) **27**, 586—601, 1914.

J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β-Strahlen von Radium B + C. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 383—391, 1914.

S. Oba. The Absorption of γ Rays. Phil. Mag. (6) **27**, 601—607, 1914.

L. Wertenstein. Recherches expérimentales sur le recul radioactif. Ann. de phys. (9) **1**, 347—392, 1914.

E. Marsden and **P. B. Perkins.** The Transformations in the Active Deposit of Actinium. Phil. Mag. (6) **27**, 690—703, 1914.

Horace H. Poole. On the Activity of freshly-formed Radium Emanation. Phil. Mag. (6) **27**, 714—718, 1914.

P. B. Perkins. A Determination of the Periods of Transformation of Thorium and Actinium Emanation. Phil. Mag. (6) **27**, 720—731, 1914.

Werner Kunze. Über Zerfallsprodukte des Radium F. 36 S. Diss. Halle 1914.

Wheeler P. Davey. The present physical knowledge of X-rays. Journ. Franklin Inst. **177**, 293—304, 1914.

Ch. G. Barkla. Charakteristische Röntgenstrahlungen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 224—226, 1914.

M. v. Laue. Röntgenstrahl-Interferenzen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 37—42, 1914.

W. Friedrich. Über Interferenz von Röntgenstrahlen in Kristallen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 42—44, 1914.

P. P. Ewald. Die Berechnung der Kristallstruktur aus Interferenzaufnahmen mit X-Strahlen. Phys. ZS. **15**, 399—401, 1914.

C. G. Darwin. The Theory of X-Ray Reflexion. Part II. Phil. Mag. (6) **27**, 675—690, 1914.

R. Glocker. Experimenteller Beitrag zur Interferenz der Röntgenstrahlen. II. Phys. ZS. **15**, 401—405, 1914.

Maurice de Broglie et **F. A. Lindemann.** Sur un nouveau procédé permettant d'obtenir très rapidement les spectres des rayons de Röntgen. C. R. **158**, 944, 1914.

J. W. Nicholson. The High-frequency Spectra of the Elements, and the Structur of the Atom. Phil. Mag. (6) **27**, 541—564, 1914.

H. G. J. Moseley. The High-Frequency Spectra of the Elements. Part II. Phil. Mag. (6) **27**, 703—713, 1914.

Louis Benoist et **Hippolyte Copaux.** Application des lois de transparence de la matière aux rayons X, à la fixation de quelques poids atomiques contestés: Cas du glucinium. C. R. **158**, 859—860, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

R. Gans. Zur Magnetonentheorie. Bemerkung zu einer Kritik des Herrn Heydweiller. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 367—368, 1914.

Albert Perrier et **H. Kamerlingh Onnes.** Sur l'aimantation des mélanges liquides d'oxygène et d'azote et l'influence des distances mutuelles des molécules sur le paramagnétisme. C. R. **158**, 941—944, 1914.

H. Kamerlingh Onnes and **Albert Perrier.** Magnetic researches. X. Apparatus for the general cryomagnetic investigation of substances of small susceptibility. Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 3—17, 1914.

E. Oosterhuis. Magnetic researches. XI. Modification in the cryomagnetic apparatus of Kamerlingh Onnes and Perrier. Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 21—23, 1914.

Albert Perrier and **H. Kamerlingh Onnes.** Magnetic researches. XII. The susceptibility of solid oxygen in two forms. Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 27—34, 1914.

Albert Perrier and **H. Kamerlingh Onnes.** Magnetic Investigations. XIII. The susceptibility of liquid mixtures of oxygen and nitrogen, and the influence of the mutual distance of the molecules upon paramagnetism. Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 37—54, 1914.

H. Kamerlingh Onnes and **E. Oosterhuis.** Magnetic researches. XIV. On paramagnetism at low temperatures. (Continuation of VII.) Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 57—61, 1914.

Kôtarô Honda und **Yoshinari Ogura.** Über die Beziehung zwischen den Änderungen der Magnetisierung und des elektrischen Widerstandes im Eisen, Stahl und Nickel bei hohen Temperaturen. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 231—239, 1914.

W. Lepke. Untersuchungen über die Magnetisierbarkeit von Mangan und Chrom in massivem und pulverförmigem Zustande. Verh. D. Phys. Ges. **16**, 369—382, 1914.

Wilhelm Hagen. Beiträge zur magnetischen Untersuchung einiger Verbindungen des Eisens. 69 S. Diss. Erlangen 1912.

Charlotte Knaths. Der Magnetismus einiger Nickelsalze in verdünnten Lösungen. 68 S. Diss. Halle 1913.

Karl Stoye. Anfangspermeabilitäten von Eisen-Silizium-Legierungen. 24 S. Diss. Halle 1913.

Georg Depold. Die magnetischen Konstanten von Komplex- und Doppelsalzen des Kobalts, Nickels und Eisens in festem und gelöstem Zustand. 64 S. Diss. Halle 1913.

E. Gumlich. Zur magnetischen Untersuchung von Eisenblechen. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 321—324, 1914.

Zickler. Zur magnetischen Untersuchung von Eisenblechen. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 338—339, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

E. Taylor Jones. Induction-Coil Potentials. Phil. Mag. (6) **27**, 565—586, 1914.

Ottavio Bonazzi. L'effetto Hall longitudinale nelle leghe ferromagnetiche di rame, manganese, alluminio. Lincei Rend. (5) **23** [1], 427—432, 1914.

H. Kamerlingh Onnes. Further Experiments with Liquid Helium. I. The Hall-effect, and the magnetic change in resistance at low temperature. IX. The appearance of galvanic resistance in supra-conductors which are brought into a magnetic field, at a threshold value of the field. Onnes Comm. Leiden Nr. 139, 65—71, 1914. Proc. Amsterdam **16**, 987—992, 1914.

Walter A. Jenkins. On the Effect of a Magnetic Field on Metallic Resistance. Phil. Mag. (6) **27**, 731—740, 1914.

Ottavio Bonazzi. Die elektrische Widerstandsänderung der Heuslerschen Legierungen in einem transversalen magnetischen Feld. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 315—319, 1914.

W. Morris Jones and **J. E. Malam.** The Electrical Resistance of Nickel in Magnetic Fields. Phil. Mag. (6) **27**, 649—659, 1914.

W. O. Schumann. Beiträge zur Frage der Wellenformen und Deformationen bei Ausgleichsvorgängen längs gestreckter Leiter. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 345—350, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

F. C. Blake and **Charles Sheard.** On the vibrations of a Lecher system using a Lecher oscillator. III. Phys. Rev. (2) **3**, 217—231, 1914.

Ferdinand Braun. Was mißt man mit Unipolardetektor und Parallelohmmethode? Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 203—212, 1914.

A. Klages und **O. Demmler.** Lautstärkemessungen nach der Parallelohmmethode und ihre quantitative Brauchbarkeit. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 212—220, 1914.

G. W. O. Howe. Wesen und Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen bei der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 221—235, 1914.

G. W. O. Howe. Die Wirkung der Ionisierung der Luft auf elektrische Schwingungen und ihre Bedeutung für die drahtlose Telegraphie über große Entfernungen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 236—238, 1914.

Martin Sjöström. Bemerkungen zur Frage über die Ausbreitung Hertzscher Wellen an Leitern und Halbleitern. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 238—244, 1914.

M. C. Tissot. Der Einfluß elektrischer Schwingungen auf die Leitfähigkeit einiger geschmolzener Metallsalze. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 245—247, 1914.

J. Salpeter. Das Reflexionsvermögen eines ionisierten Gases für elektrische Wellen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 247—253, 1914.

W. H. Eccles. Über die täglichen Veränderungen der in der Natur auftretenden elektrischen Wellen und über die Fortpflanzung elektrischer Wellen um die Krümmung der Erde. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 253—281, 1914.

W. H. Eccles. Brechung in der Atmosphäre bei der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 282—288, 1914.

Geo. R. Dean. The propagation of electromagnetic waves in wireless telegraphy. Electrician **73**, 13—17, 1914.

H. Barkhausen. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Elektrot. ZS. **35**, 448—449, 1914.

Franz Richarz. Bemerkungen zur Theorie der Erdantennen. Die Naturwissenschaften **2**, 414—415, 1914.

British Association for the Advancement of Science. Committee for radiotelegraphic investigation. Speciel Investigation. Effect on the Propagation of Electric Waves of the Total Eclipse of the Sun, 21st August, 1914. Phil. Mag. (6) **27**, 753—755, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

W. Voigt. Über die Zeemaneffekte bei mehrfachen Serienlinien, besonders auch bei dem O-Triplet $\lambda = 3947$. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1137—1164, 1914.

J. Stark. Methode zur gleichzeitigen Zerlegung einer Linie durch das elektrische und das magnetische Feld. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 327—332, 1914.

O. M. Corbino. Se ha luogo una birifrangenza anormale nelle prossimità di una riga spettrale di un vapore metallico in un campo elettrico. Cim. (6) **6**, 449—451, 1913.

Norton A. Kent. Über einige Lithiumdubletts und ihre Aufspaltung im Magnetfelde. Phys. ZS. **15**, 383—385, 1914.

Adelaide Marchetti. Sulla esaltazione della birifrangenza magnetica del ferro Bravais per azione di acidi. Cim. (6) **6**, 418—426, 1913.

R. Pohl und **P. Pringsheim.** Die lichtelektrischen Erscheinungen. Mit 36 Textabbildungen. VI u. 114 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914 (Sammlung Vieweg, Heft 1). (Preis 3 ℳ.) *

A. Joffe. Der elementar photoelektrische Effekt. Das Magnetfeld der Kathodenstrahlen. (Experimentaluntersuchung.) 92 S. Petersburg 1913. (Russisch.) *

S. Pokrowski. Der Mechanismus des photoelektrischen Effekts nach den Untersuchungen der letzten Jahre. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 316—350, 1913. (Russisch.)

R. Pohl und **P. Pringsheim.** Der Einfluß okkludierter Gase auf den selektiven Photoeffekt. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 336—344, 1914.

Alexander Pospielow. Über eine lichtelektrische Methode zur Untersuchung des Phosphoreszenzlichtes und ihre Verwendung bei einigen organischen Substanzen und künstlichen Phosphoren. S.-A. Erlanger Ber. **45**, 19 S., 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Reginald A. Fessenden. Gyroscopic quanta. Science (N. S.) **39**, 533, 1914.

R. Hargreaves. On Wien's Law. Phil. Mag. (6) **27**, 616—617, 1914.

Erwin Freundlich. Über die Verschiebung der Sonnenlinien nach dem roten Ende auf Grund der Hypothesen von Einstein und Nordström. Phys. ZS. **15**, 369—371, 1914.

G. H. Livens. Über natürliche optische Drehungsaktivität. Phys. ZS. **15**, 385—388, 1914.

N. Myschkin. Ponderomotorische Kräfte im Felde einer Strahlungsquelle. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 371—405, 1913. (Russisch.)

W. Tschulanowski. Das Kirchoffsche Gesetz. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., Abt. II, 289—316, 1913. (Russisch.)

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Édouard Cannevel. Nouveau dispositif de miroirs pour phares et autres projecteurs de lumière. C. R. **158**, 934—936, 1914.

G. Guglielmo. Intorno ad un condensatore sferico o conico par l'illuminazione laterale nei microscopii. Lincei Rend. (5) **23** [1], 432—438, 1914.

Augustin Guyau. Oscillographie interférentielle. Journ. de phys. (5) **4**, 195—206, 1914.

Oskar Arendt. Das Löwe-Zeißsche Flüssigkeitsinterferometer mit verbesserter Wasserkammer. D. Mech.-Ztg. 1914, 65—67.

H. Schulz. Interferenzapparat zur Prüfung von Planflächen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 246—247, 1914.

R. Zsigmondy. Über ein neues Ultramikroskop. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 81—82, 1914.

A. Repiewa. Das Photometer von L. Weber als optisches Pyrometer. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 362—370, 1913. (Russisch.)

T. Martin Lowry and **H. H. Abram.** An enclosed cadmium arc for use with the polarimeter. Contribution to a General Discussion on „Optical Rotatory Power" held before the Faraday Society, March 27, 1914. [Chem. News **109**, 171—173, 1914.



3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Stanislaw Loria. Die Lichtbrechung in Gasen als physikalisches und chemisches Problem. Mit 3 Textabbildungen und 1 Tafel. VI u. 92 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914 Sammlung Vieweg, Heft 4). (Preis 3 *M*.)

Erwin Freundlich. Über die Verschiebung der Sonnenlinien nach dem roten Ende auf Grund der Hypothesen von Einstein und Nordström. Phys. ZS. **15**, 369—371, 1914.

K. Foersterling und **V. Fréedericks.** Dispersion und Absorption von amorphen und metallischen Selen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1227—1234, 1914.

S. Valentiner. Über den Brechungsexponent von Gasmischungen (Nachtrag). Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 363—367, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

G. Sagnac. Effet tourbillonnaire optique. La circulation de l'éther lumineux dans un interférographe tournant. Journ. de phys. (5) **4**, 177—194, 1914.

Alfred W. Porter. On the Formation of Images by means of an Opaque Disk. Phil. Mag. (6) **27**, 673—674, 1914.

Walther Kangro. Das Tyndallphänomen in Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. **87**, 257—292, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

J. Koenigsberger. Über Messungen des Reflexionsvermögens und Bestimmung der optischen Konstanten. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1205—1222, 1914.

K. Foersterling und **V. Fréedericksz.** Dispersion und Absorption von amorphen und metallischen Selen. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1227—1234, 1914.

Ludwig Oberländer. Untersuchungen über Brechungskoeffizienten flüssiger Kristalle bei höheren Temperaturen. 37 S. Diss. Halle 1914.

G. H. Livens. Über natürliche optische Drehungsaktivität. Phys. ZS. **15**, 385—388, 1914.

T. Martin Lowry and **T. W. Dickson.** Simple and complex rotatory dispersion. Faraday Soc. March 27, 1914. Chem. News **109**, 193—195, 1914.

T. S. Patterson. The general behaviour of optically active compounds as regards the dependence of rotation on temperature, dilution, nature of solvent, and wave length of light. Chem. News **109**, 181—183, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

J. René Benoit, Ch. Fabry et **A. Perot.** Nouvelle détermination du rapport des longueurs d'onde fondamentale avec l'unité métrique. Trav. et Mém. Bur. intern. des Poids et Mes. **15**, 134 u. CXLVI S. Paris, Gauthier-Villars, 1913.

A. Fowler. Series lines in Spark Spectra. Bakerian Lecture, Roy. Soc. London, April 2, 1914 [Chem. News **109**, 190, 1914.

J. W. Nicholson. The High-frequency Spectra of the Elements, and the Structure of the Atom. Phil. Mag. (6) **27**, 541—564, 1914.

H. G. J. Moseley. The High-Frequency Spectra of the Elements. Phil. Mag. (6) **27**, 703—713, 1914.

Sergius Popow. Über die Serienvertreter des ultravioletten Spektrums des Berylliums. S.-A. Verh. 96. Schweiz. Naturf. Ges. Frauenfeld 1913, 2 S.

R. W. Wood. Eine Bemerkung über das Verhältnis zwischen den Intensitäten der D-Linien des Natriums. (Note on the Ratio of the Intensities of the D-Lines of Sodium.) Phys. ZS. **15**, 382—384, 1914.

J. W. Nicholson. The Spectra of Hydrogen and Helium. Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. **74**, 425—442, 1914.
F. Paschen und **K. Meissner.** Zur Kenntnis der Serien in den Spektren von Indium und Gallium. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1223—1226, 1914.
A. Ignatieff. Interferometrische Wellenlängenmessungen im Ultrarot. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1117—1136, 1914.
Maurice Drecq. Sur la détermination des pouvoirs émissifs dans l'infrarouge. C. R. **158**, 1019—1022, 1914.
H. Bourget, Ch. Fabry et **H. Buisson.** Sur le poids atomique du nébulium et la température de la nébuleuse d'Orion. C. R. **158**, 1017—1019, 1914.
Rudolf Hase. Optische und photographische Untersuchungen homologer Bunsenflammenlinien. 89 S. Diss. Erlangen 1912.
Georges Meslin. La diffusion et le principe du retour inverse des rayons. Ann. de phys. (9) **1**, 297—326, 1914.
Mario Mayer. Sullo spettro d'assorbimento ultravioletto della Buccocanfora. Lincei Rend. (5) **23** [1], 439—442, 1914.
Mario Mayer. Sullo spettro d'assorbimento delle soluzioni alcooliche di santonina e di suoi derivati in presenza di alcali. Lincei Rend. (5) **23** [1], 442—446, 1914.
J. E. Marsh. An experiment on the colours of some cobalt salts in solution. Chem. News **109**, 71, 1914.
Voege. Objektive Photometrie. ZS. f. Beleuchtungsw. **20**, 127—130, 1914.
M. Glagolew. Über die Methoden des photographischen Photometrierens. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., Abt. II, 241—252, 1913. (Russisch.)
R. Jardi y Borrás. Estudio de algunos fenomenos de Fotometria heterocromatica. Mem. Acad. Barcelona 1914, 45 S.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

E. C. C. Baly. Light Absorption and Fluorescence. Phil. Mag. (6) **27**, 632—643, 1914.
Alexander Pospielow. Über eine lichtelektrische Methode zur Untersuchung des Phosphoreszenzlichtes und ihre Verwendung bei einigen organischen Substanzen und künstlichen Phosphoren. S.-A. Erlanger Ber. **45**, 19 S., 1914.
Max Geiger. Photolumineszenzerscheinungen bei einfachen Körpern und festen Lösungen, sowie deren Abhängigkeit von Zeit und Temperatur. 41 S. Diss. Erlangen 1908.

8. Physiologische Optik.

J. W. Giltay. An Optical Illusion. Nature **93**, 189, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

A. Grusinzew. Thermodynamik. Charkow 1913. (Russisch.) *
W. Schüle. Technische Thermodynamik. 2. Aufl. der „Technischen Wärmemechanik". Band II: Höhere Thermodynamik mit Einschluß der chemischen Zustandsänderungen. XVI u. 350 S. Berlin 1914. (Preis 10 ℳ.) *
H. Thirring. Zur Theorie der Raumgitterschwingungen und der spezifischen Wärme von Kristallen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 244—246, 1914.

P. Pawlowitsch. Thermodynamische Herleitung des Nernstschen Wärmetheorems. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 253—262, 1913. (Russisch.)

M. Polanyi. Zur Ableitung des Nernstschen Theorems. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 333—335, 1914.

N. Umow. Ein möglicher Sinn der Quantentheorie. Phys. ZS. **15**, 380—382, 1914.

Daniel Tyrer. Spezifische Wärmen von Flüssigkeiten bei konstantem Volumen und die Unterschiede zwischen den spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen und bei konstantem Druck. ZS. f. phys. Chem. **87**, 169—181, 1914.

W. H. Keesom. On the question whether at the absolute zero entropy changes on mixing. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 33 to Nr. 133—144, 1914, 3—8.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Richard Lorenz und **W. Eitel.** Beiträge zur Atomistik. Nr. 1. Über die örtliche Verteilung der Teilchen in einem kinetischen Felde. ZS. f. phys. Chem. **87**, 293—304, 1914.

B. Iljin. Die Höheverteilung der Teilchen bei der Brownschen Bewegung. ZS. f. phys. Chem. **87**, 366—368, 1914.

Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität, gehalten in Göttingen auf Einladung der Kommission der Wolfskehlstiftung von M. Planck, P. Debye, W. Nernst, M. v. Smoluchowski, A. Sommerfeld und H. A. Lorentz, mit Beiträgen von H. Kamerlingh Onnes und W. H. Keesom, einem Vorwort von D. Hilbert und 7 in den Text gedruckten Figuren. IV u. 196 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Math. Vorl. a. d. Univ. Göttingen. VI.) (Preis 7 ℳ.)

Der Band enthält folgende Vorträge: M. Planck: Die gegenwärtige Bedeutung der Quantenhypothese für die kinetische Gastheorie; P. Debye: Zustandsgleichung und Quantenhypothese mit einem Anhang über Wärmeleitung; W. Nernst: Kinetische Theorie fester Körper; M. v. Smoluchowski: Gültigkeitsgrenzen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie; A. Sommerfeld: Probleme der freien Weglänge; H. A. Lorentz: Anwendung der kinetischen Theorie auf Elektronenbewegung; H. Kamerlingh Onnes und W. H. Keesom: Über die Translationsenergie in einatomigen Gasen beim absoluten Nullpunkt; W. H. Keesom: Über die Anwendung der Quantentheorie auf die Theorie der freien Elektronen in Metallen.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

W. Jaeger und **H. von Steinwehr.** Das Quecksilberwiderstands-Thermometer als reproduzierbare, empirische Temperaturskala. Ann. d. Phys. (4) **43**, 1165—1185, 1914.

H. Kamerlingh Onnes. Sur la thermométrie des basses températures. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 34 to Nr. 133—144, 1914, 3—34.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

O. Sackur. Die Zustandsgleichung der Gase bei tiefen Temperaturen. Chem. Ber. **47**, 1318—1323, 1914.

Daniel Tyrer. Einige Beziehungen zwischen der Kompressibilität und anderen physikalischen Eigenschaften von Flüssigkeiten mit einer Notiz über die Werte von a und b in der van der Waalsschen Gleichung für den flüssigen Zustand. ZS. f. phys. Chem. **87**, 182—195, 1914.

Léon Rotinjanz und **Wladimir Suchodski.** Bestimmung der kritischen Temperatur einiger Merkurihalogenide. ZS. f. phys. Chem. **87**, 253—256, 1914.

Theodore W. Richards. The critical point, and the significance of the quantity *b* in the equation of van der Waals. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 617—634, 1914.

J. J. van Laar. A new relation between the critical quantities, and on the unity of all substances in their thermic behaviour. Proc. Amsterdam **16**, 924—938, 1914.

J. Traube. Über den kritischen Zustand. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 242—244, 1914.

L. Schames. Zustandsgleichung, Zustandsdiagramm und Assoziationshypothese. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 230—231, 1914.

M. M. Garver. On the theoretical efficiency of the Linde process of liquefying air. Journ. Franklin Inst. **177**, 305—314, 1914.

P. W. Bridgman. High pressures and five kinds of ice. Journ. Franklin Inst. **177**, 315—332, 1914.

P. W. Bridgman. Change of phase under pressure. I. The Phase Diagram of Eleven Substances with Especial Reference to the Melting Curve. Phys. Rev. (2) **3**, 153—203, 1914.

R. Nasini ed **U. Bresciani.** La materia allo stato sovraffuso e discontinuità in alcune sue proprietà fisiche in vicinanza del punto di fusione. Cim. (6) **6**, 437—448, 1913.

Besson. Contribution à l'étude de la condensation de la vapeur d'eau par détente dans l'air et divers autres gaz. Ann. de phys. (9) **1**, 226—255, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

H. Thirring. Zur Theorie der Raumgitterschwingungen und der spezifischen Wärme von Kristallen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Wien 1913, **2** [1], 244—246, 1914.

Daniel Tyrer. Spezifische Wärmen von Flüssigkeiten bei konstantem Volumen und die Unterschiede zwischen den spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen und bei konstantem Druck. ZS. f. phys. Chem. **87**, 169—181, 1914.

A. Rodzewitz. Eine neue Formel für die Siedewärme verschiedener Stoffe. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 355—361, 1913. (Russisch.)

7. Wärmeleitung.

Francesco Vercelli. Sulla determinazione dei coefficienti di conduttività termica mediante il raffreddamento di serre. Cim. (6) **6**, 427—436, 1913.

E. Dorn. Über die Wärmeleitung von Neon. Nach Versuchen von Erich Bannewitz mitgeteilt. S.-A. Mitt. Naturf. Ges. Halle **4**, 2 S., 1914.

Walter Arnold. Über die Wärmeleitung von Gemischen zwischen Wasserstoff und Helium. 37 S. Diss. Halle 1913.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

P. Nashan. Über Beziehungen zwischen Farbe, Spektrum und Parallaxe der Fixsterne. Astr. Nachr. **197**, 18, 289—298, 1914.

H. Spencer Jones. The proper motions of the brighter stars within 17° of the pole considered in relation to their spectral type. Month. Not. **74**, 3, 168—201, 1914.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

A. Kopff. Über die bei den neueren Kometen photographierten Schweifstrahlen. II. Astr. Nachr. **197**, 12, 188—194, 1914.

1 F. Meteore und Meteoriten.

S. Natanson. Über die Ähnlichkeit zwischen einigen Sternschnuppen- und Kometenbahnen. Astr. Nachr. **197**, 13, 206—210, 1914.

Rudolf Schreiter in Freiberg. Sachsens Meteoriten. Centralbl. f. Min., Geol. u. Paläont., Nr. 4, 118—128, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

O. Pettersson. Studien in der Geophysik und der kosmischen Physik. (Vorläufige Mitt.) Ann. d. Hydr. **32**, 3, 141—146, 1914.

Jean Mascart. Les nouvelles applications de la météorologie. Lyons. Obs. Bull. **1**, 1—22 (Août.) 1913.

Signaux horaires et radiotélégrammes météorologiques transmis chaque jour par le Tour Eiffel. Paris, Gauthier-Villars, 1913. 8°. 14 S., 1 Bl. (Preis 1,25 fr.)

Carnet d'observations pour l'inscription des radiotélégrammes météorologiques, transmis chaque jour qar la Tour Eiffel. Paris, Gauthier-Villars, 1913. 8°. 56 Bl. (Preis 2 fr.)

J. Westman. Beobachtungen über den Wasseraustausch zwischen der Schneedecke und der Luft im mittelschwedischen Tieflande. Stockholm 1913. 4°. 2 Bl., 26 S., 2 Taf. Meddedelenden från Hydrografiska Byrån 5.

C. Fitzhugh Talman. Brief list of meteorological textbooks and reference books. A selection of works suitable for general, scientific, and university libraries in the United States. Third edition. Washington 1913. 8⁰. 22 S. *

Unusual autumnal warmth. Symons's Met. Mag. **48**, 575, 197—198, 1913.

Dr. **van Ryckevorsel.** Konstant auftretende sekundäre Maxima und Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen. Ref.: Haedicke. Prometheus **25**, 23, 367—368, 1914.

Dr. **A. de Quervain.** Quer durchs Grönlandeis. Die schweizerische Grönland-Expedition 1912/13. Mit Beiträgen von Professor Dr. Mercanton und Dr. Stollberg. 8⁰. 196 S., 37 Textbilder, 15 Tafeln u. 1 Karte. München 1914. Verlag von E. Reinhardt. (Preis 3 ℳ.) Ref.: G. Schott, Ann. d. Hydr. **32**, 3, 175, 1914. *

A. Wegener. Vorläufiger Bericht über die wissenschaftlichen Ergebnisse der Grönland-Expedition 1912/13. ZS. d. Ges. f. Erdkde., Nr. 1, 1914.

J. P. Koch. Unsere Durchquerung Grönlands 1912/13. ZS. d. Ges. f. Erdkde., Nr. 1, 1914.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de Janvier 1914. Arch. sc. phys. et nat. **37**, 2, 197—200, 1914.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de Janvier 1914. Arch. sc. phys. et nat. **37**, 2, 193—197, 1914.

Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Zentral-Anstalt 1912. „Der Schweizerischen meteorologischen Beobachtungen" No. **49**. Zürich.

Annuaire de l'Institut Météorologique de Bulgarie publié par Spas Watzof. Sofia 1913. 4⁰. 2 Bl., 144 S.

Observations faites à l'Observatoire Météorologique de l'Institut Agronomique de Moscou 1911. Moskau 1913. 8⁰. XXII, 72 S. Text russisch.

Die Witterung an der deutschen Küste im Januar 1914. Ann. d. Hydr. **32**, 3, 180—182, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

W. H. Dines. The free atmosphere in the region of the British Isles. (3 report.) The calibration of the balloon meteorographs and the reading of the traces. Met. Off. Geophys. Mem., No. 6, 1914.

M. Rykacev. Observations météorologiques et observations dans les différentes couches de l'atmosphère faites au phare flottant Luserort. Bull. Acad. Imp. Pétersbourg, No. 1, 1914.

Ergebnisse der Anvisierung von Pilotballonen in den Jahren 1910 und 1911. Wien 1913. 4⁰. 17 S. S.-A. Jahrbücher der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Jahrg. 1911.

A. Schmauß. Ein von der Substratosphäre aus erfolgender Kälteeinbruch. (Mit einer Figur.) Met. ZS. **31**, 2, 67—75, 1914.

A. Schmauß. Die Substratosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. **6**, 153—164, 1914.

Dr. **Josef Reger** in Lindenberg. Temperaturgang der freien Atmosphäre im Jahre 1913. Wetter **31**, 2, 41—43, 1914.

R. Assmann. Das Drachenautomobil des Kgl. Aeronautischen Observatoriums Lindenberg. Deutsche Luftfahr. ZS., Nr. 3, 1914.

Ascensions de ballons-sondes en Belgique. Annu. Mét. Belge pour 1914., S. 173—178, 1913.

Dr. **E. Kleinschmidt** in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Januar 1914. Wetter **31**, 2, 40—41, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Januar 1914. Kgl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg 122 m über N. N. und Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen 395 m über N. N. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 2, 1914.

Dr. **Josef Reger** in Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Januar 1914. Wetter **31**, 2, 39—40, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Henri Perrotin. La météorologie aéronautique en France. Création au Bureau central météorologique d'un service spécial d'avertissements à l'aéronautique. Ciel et terre, Bruxelles, **34**, 338—342, 1913.

H. Perrotin. La météorologie aéronautique en France. Ciel et Terre **34**, No. 11, 338—342, 1913.

Remy. Précis de Météorologie pratique à l'usage des aviateurs. Paris (1913). 8⁰. 2 Bl., 63 S., 1 Tafel. *

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

W. Kolhörster. Radioactive Substanzen und durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Das Weltall **14**, 8, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

Dir.-Ass. **Lindemann** in Dresden. Die mittleren täglichen Temperaturschwankungen nach den Terminbeobachtungen an zehn Stationen des Königreiches Sachsen. Wetter **31**, 2, 25—28, 1914.

C. Liese, Lehrer, Schreufa b. Frankenberg i. H. Strenge Kälte in Hessen. Wetter **31**, 2, 47, 1914.

Dr. **K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse im November 1913 unter etwa 50^0 n. Br. Wetter **31**, 2, 38—39, 1914.

2 C2. Strahlung.

E. Gold. Atmosphärische Strahlung. Met. ZS. **31**, 2, 89—90, 1914.

Anders Ångström. Note on the transmission of the atmosphere for earth radiation. Astrophys. J. Chicago **38**, 198—200, 1913.

F. E. Fowle. The non-selective transmissibility of radiation through dry and moist air. Astrophys. J. **38**, 4, 392—406, 1913.

Louis V. King. On the gradient of the penetrating radiation from the earth. London, Edinburgh and Dublin philosoph. mag. London (6) **26**, October, 604—611, 1913.

J. C. Mc Leman, and **A. R. Mc Leod.** Measurements on the earth's penetrating radiation with a Wulf electrometer. London, Edinburgh and Dublin philosoph. mag. London (6) **26**, October, 740—752, 1913.

2 D. Luftdruck.

G. von Elsner. Über den Einfluß des Windes auf den Barometerstand an Höhenstationen. Berlin 1913. 4^0. 37 S. (Abhandl. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. **4**, 8.) Ref.: K. Knoch. Met. ZS. **31**, 2, 93—95, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

J. T. Morris. The distribution of wind velocity around a rod. Cooling effect upon hot wire used to measure air current. Sc. Amer. Suppl. New York **76**, 252—253, 1913.

Taifun vom 29. bis 31. Juli 1913 in der Formosa-Straße. Ann. d. Hydr. **42**, 3, 171—172, 1914.

Ed. Mazelle. Westbö und Springflut in Triest. Met. ZS. **31**, 2, 87—89, 1914.

Dr. **Schott** in Eutingen. Windhose in Eutingen am 19. August 1913. Wetter **31**, 2, 45—47, 1914.

2 F. Wasserdampf.

Der Einfluß der atmosphärischen Trübung im Sommer 1912 auf die Verdunstung. Met. ZS. **31**, 2, 92, 1914.

2 G. Niederschläge.

O. Freybe. Niederschlagskarte der Provinz Hessen-Nassau und Nachbarschaft auf Grund zwanzigjähriger Beobachtungen (1893—1912) im Maßstab 1 : 200 000, mit einer Beilage: Die mittleren jährlichen Niederschlagsverhältnisse der Provinz Hessen-Nassau und Umgebung. Berlin, J. Moser, 1913. 8⁰. 49 S. (Preis 20 ℳ.) *

Otto Freybe. Niederschlagskarte der Provinz Hessen-Nassau und Nachbarschaft, auf Grund zwanzigjähriger Beobachtungen. Mit erläuterndem Text und Tabellen. Gea-Verlag, Berlin. (Preis 20 ℳ.) Ref.: Dr. Albert Peppler in Gießen. Wetter **31**, 2, 48, 1914.

Felix Linke. Die Elemente des Niederschlages. Weltall, Berlin, **13**, 293—297, 1913.

Samuel A. Greeley. A brief discussion of rainfall and its run-off into sewers. Western soc. of engineers. J. Chicago **18**, Sept., 662—703, 1913.

Rainfall of India. Twenty second year 1912. Published by the various Provincial Governments and issued under the authority of the Government of India by the Meteorological Department of the Government of India. Calcutta 1913. Fol.

W. G. Reed. Variations in rainfall in California. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1785—1791, 1913.

Excessive precipitation. September 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1461—1464, 1913.

Heavy snowstorm in Ohio, West Virginia, and south-western Pennsylvania. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1666—1678, 1913.

Dr. **J. Götz** in Ravensburg. Über eine merkwürdige Form von Hagelschlossen. Wetter **31**, 2, 43—45, 1914.

Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm. Dezember 1913. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 2, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Georg C. Simpson. Potential gradient at Simla, India. Indian Met. Dep. Mem. Calcutta **21**, 6, 1—4, 1913.

Nicolas Teclu. Studien über die atmosphärische Elektrizität. Acad. Roumaine. Section scientifique. Bull. Bucarest **2**, 1, 16—29, 1913.

Friedrich Neesen. Versuch der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neu-Babelsberg über die Blitzschutzvorrichtungen für Sprengstoffanlagen. Phys. ZS. Leipzig **14**, 1240—1242, 1913.

R. Süring. Merkwürdige Blitzwirkung. Met. ZS. **31**, 2, 90—91, 1914.

J. H. Scott. Thunderstorm at Charleston S. C. September 9, 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1300, 1913.

Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Altdorf et à Fribourg Janvier 1914. Arch. sc. phys. et nat. **37**, 2, 192, 1914.

E. Vanderlinden. Les orages en Belgique en 1913. Annu. Mét. Belge pour 1914, S. 126—173, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

Dr. **A. Schmauß**-München. Eine prächtige Fata morgana. Wetter **31**, 2, 47, 1914.

Wilhelm Krebs. Brockengespenst, Ballonschatten und ihr Lichtmaximum. Met. ZS. **31**, 2, 91, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Tägliche synoptische Wetterkarten für den Nordatlantischen Ozean und die anliegenden Teile der Kontinente. Herausgegeben von dem Dänischen Meteorologischen Institut und der Deutschen Seewarte. XXVII. Jahrg. (Dezember 1907 bis November 1908.) Copenhague et Hambourg 1913. Fol. 4 Bl., 377 Karten. Titel auch in franz. Sprache. (Preis 45 ℳ.)

2 L. Dynamische Meteorologie.

Shizuwo Sano. Some problems on waves propagating in air at an uniform temperature. Centr. met. obs. Bull. Tokyo **2**, 2, 157—219, 1913.

R. Süring. Der jetzige Stand der Kenntnisse vom Gesamtkreislauf der Atmosphäre. Berlin 1913. 8⁰. 11 S. S.-A. ZS. d. Ges. f. Erdkde. zu Berlin, 1913, Nr. 8.

F. M. Exner. Über die adiabatische Temperaturänderung trockener Luft. Ann. d. Hydr. **32**, 3, 150—152, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

A. Smolensky. Sammlung überlieferter Wetterregeln verschiedener Volksstämme Rußlands. Moskau 1913. 8⁰. XX, 91, II S., 1 Tafel. Text russisch. *

Weather, forecasts and warnings for the month. November 1913. Month. Weather Rev. **41**, 11, 1779—1783, 1913.

Wilhelm Flach and others. Ny instruktion för de med statsmedel upprättade stormvarningsstationerna, efter samråd med förestandaren för Statens meteorologiska centralanstalt utfärdad av Kungl. lantbruckstyrelsen den 11 November 1913. Stockholm 1913. 10 p. 8⁰.

Der Luftfahrer-Wetterdienst an der Wetterdienststelle Frankfurt a. M. in den Jahren 1912 und 1913. Bericht d. Met.-Geophys. Inst. d. Phys. Ver. zu Frankfurt a. M., Nr. 1.

A. van der Broeck. Les annonces de tempêtes du Service météorologique, Annu. Mét. Belge pour 1914. Bruxelles, S. 57—66, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Dr. **E. Herrmann.** System der Einwirkung von Sonne und Mond auf die atmosphärischen Vorgänge und seine Auswertung. Ann. d. Hydr. **32**, 3, 121—141, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

G. Dimmer. Über die Korrektion des Fehlers durch den herausragenden Faden bei Quecksilberthermometern. Sitzber. Wien. Akad. d. Wissensch. **122**, 7, Abt. II a.

2 P. Klimatologie.

Henry Arctowski. Studies on climate and crops. Corn crops in the United States. Repr. from Bull. of Amer. Geogr. Soc. **44**, October 1912.

Henryk Arctowski. On some climatic changes recorded in New York City. (Studies on climate and crops: 5.) Repr. from Bull. of Amer. Geogr. Soc. **45**, Febr. 1913, 117—131, 1913,

Climatological summary for 12 districts, september 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1286—1427, 1913.

Condensed climatological summary, september 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1457—1458, 1913.

E. Vanderlinden. Revue climatologique pour l'année 1913. Annu. Mét. Belge pour 1914. Bruxelles, S. 66—92, 1913.

Le réseau climatologique. Annu. Mét. Belge pour 1914, S. 178—198, 1914.

Résumé climatologique de l'année 1913. Annu. Mét. Belge pour 1914, S. 219—222, 1913.

Canadian climatological data. September 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1464, 1913.

Climatological data, U. S. Weather Bureau stations. September 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1458—1461, 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien und Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Dr. **Gotthelf Leimbach**, Göttingen. Die Erforschung des Erdinnern mittels elektrischer Wellen und Schwingungen. Die Antenne, ZS. f. drahtl. Nachrichtenübermittl. usw., Heft 1, Berlin, 1—7, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Der verheerende Ausbruch des Vulkans Sakurajima im Süden der japanischen Insel Kiuschiu. Peterm. Mitt. **60**, 132—133, 1914.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Kr. Birkeland. The Norwegian Aurora Pularis expedition 1902—1903. Vol. I. On the cause of magnetic storms and the origin of terrestrial magnetism. (second section). Royal 4 to, 25 + 33 CM., 486 p. with 150 figures and 21 plates. Price 30 s. net. Christiania, H. Aschehoug & Co. *

N. Ogloblinsky. A new universal magnetic theodolite for determining the declination, and the horizontal and vertical intensities. Terr. Magn. December 1913.

L. A. Bauer and **W. J. Peters.** Magnetic declinations and chart corrections obtained by the „Carnegie" from St. Helena to Falmouth, England, July to September 1913. Terr. Magn. December 1913.

A. P. Loïdis. Le levé magnétique de l'Arondissement Velisk des Domaines en 1912. Bull. Acad. Imp. d. Sc. Pétersbourg, No. 2, 1914.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.



3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Veröffentlichungen des Instituts für Meereskunde, Berlin. N. F. A. Geogr. Naturwiss. Reihe, Heft 3. Hydrographische und biologische Untersuchungen auf den deutschen Feuerschiffen der Nordsee 1910/11. F. Wendicke: Die hydrographischen Ergebnisse. 8°. XV, 124 u. 94 S. mit Figuren und 1 Tafel. Berlin 1913. E. S. Mittler & Sohn.

W. A. Hilton. The plan of work inconnection with a new marine laboratory on the Pacific. Science, February 6, 1914.

Felix Langloff. Untersuchungen über Küstenkonfiguration, Wind und Erdrotation als Ursachen der Meeresströmungen in der Kieler Bucht und im Fehmarnbelt. Kiel 1913. 4°. 2 Bl., 46 S., 1 Bl. (Dissertation.)

O. Petterson and **C. F. Drechsel.** Mémoire sur des recherches dans l'Atlantique avec programme. Copenhagne 1913. 4°. 21 S., 2 Taf. (Conseil permanent international pour l'exploration de la mer.)

H. Spethmann. Sturmfluten an der deutschen Ostseeküste. ZS. d. Ges. f. Erdkde., Berlin 1914, Nr. 1.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Mesure de l'infiltration de l'eau météorique dans le sol. Annu. Mét. Belge pour 1914, Bruxelles, S. 51—53, 1913.

W. E. Bonnett. Notes on streams and weather of the upper San Joaquin watershed. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1404, 1913.

Rivers and floods, september 1913. Month. Weather Rev. **41**, 9, 1431, 1913.

D. Isitani. Radioactivity of mineral springs in the provinces of Etizen, Kaga and Noto. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) **7**, 12, 221—225, 1914.

T. Okada, S. Fujiwhara and **S. Maeda.** On thunderstorm as a cause of seiches. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) **7**, 12, 210—221, 1914.

Caleb Mills Saville. Hydrology of the Panama Canal, with discussion by Henry L. Abbot and W. E. Fuller, n. p. [1913]. 871—987 p. 8°. (Repr. from Transact. of the Amer. soc. of civil engineers **76**, 1913.)

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Charles Rabot et **L. Muret.** Supplément au XVIIe rapport sur les variations périodiques des glaciers. Ann. de glaciologie **7**, 191, 1913. Ref. Arch. sc. phys. et nat. **37**, 2, 178, 1914.

H. F. Barnes. The rise of temperature associated with the melting of icebergs. Sc. Amer. Suppl., January 31, 1914.

Ice chart of the southern hemisphere 1902—1913. London, Month. Met. Chart. Ind. Ocean, March, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik | **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. Mai 1914.** **Nr. 10.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 10 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 14. Mai 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Ludwig Zehnder. Grundriß der Physik. 2. Aufl. Mit 373 Abbildungen. XXXII u. 424 S. Tübingen, Verlag der H. Lauppschen Buchhandlung, 1914. (Preis 7 *M*, geb. 8 *M*.) *

L. de Pfaundler. Internationales photographisches Lexikon in Ido, Deutsch, Englisch, Französisch und Italienisch. XII u. 30 S. Jena, Verlag von Gustav Fischer, 1914. (Preis 1,20 *M*.) *

Sir **Walther Noel Hartley.** Born February 3rd, 1846; Died September 11th, 1913. Journ. Chem. Soc. **105**, 1207—1216, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Arthur Erich Haas. Der Wert der geschichtlichen Methode im physikalischen Unterricht. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 281—286, 1914.

S. P. Thompson. A Lecture Experiment on the Irrationality of Dispersion. Proc. Phys. Soc. London **26**, 154, 1914.

H. H. Bunzel and **H. Hasselbring.** A Thermo-Regulator for Electrically Regulated Constant Temperature Chambers. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 949—951, 1914.

Otto Ruff, gemeinschaftlich mit **H. Seiferheld** und **O. Bruschke.** Arbeiten im Gebiet hoher Temperaturen. II. Über die Herstellung feuerfester Gegenstände aus Zirkondioxyd. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 389—400, 1914.

F. Henning. Erzeugung und Messung sehr tiefer Temperaturen. Die Naturwissenschaften **2**, 453—456, 1914.

Francis William Gray. An Adiabatic Calorimeter. Journ. Chem. Soc. **105**, 1010—1014, 1914.

3. Maß und Messen.

J. D. Morgan. An instrument for recording pressure variations due to explosions in tubes. Phys. Soc. London, March 27, 1914. [Nature **93**, 231, 1914. Proc. Phys. Soc. London **26**, 172—177, 1914.

Marcel Moulin. Influence de la raquette sur le développement concentrique des spiraux des chronomètres. C. R. **158**, 1111—1114, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Letterio Laboccetta. Pendolobilancia di lunghezza costante e durata di oscillazione variabile a volontà. Cim. (6) **7**, 40—58, 1914.

F. Klein und **A. Sommerfeld.** Über die Theorie des Kreisels. Heft I. Die kinematischen und kinetischen Grundlagen der Theorie. 2. Abdruck. VIII u. 196 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis 5,60 ℳ, geb. 6,60 ℳ.) *

A. Bilimovitch. Sur les transformations canoniques des équations du mouvement d'un système non holonome. C. R. **158**, 1064—1068, 1914.

Melchior Palágyi. Die Relativitätstheorie in der modernen Physik. Vortrag, gehalten auf dem 85. Naturforschertag in Wien. 77 S. Berlin, Verlag von Georg Reimer, 1914. (Preis 1,50 ℳ.) *

Th. Tommasina. La nouvelle mécanique et la théorie de la relativité. Cinquantième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. Soc. de phys. de Genève. Séance du 19 février 1914. [Arch sc. phys. et nat. (4) **37**, 372—375, 1914.

Th. Tommasina. Le premier postulat de la théorie de la relativité de l'éther. Cinquante et unième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. Soc. de phys. de Genève. Séance du 5 mars 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 375—378, 1914.

Th. Tommasina. Le rôle du champ moteur et la théorie de la relativité. Cinquante-deuxième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. Soc. de phys. de Genève. Séance du 19 mars 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 382—384, 1914.

Louis T. More. The new mechanics. Science (N. S.) **39**, 595—599, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Carlo Somigliana. Sulla teoria delle distorsioni elastiche. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 463—472, 1914.

Max Karl Grober. Ein Beispiel der Anwendung der Kirchhoffschen Stabgleichungen. Phys. ZS. **15**, 460—462, 1914.

Gustavo Colonnetti. Esperienze sulla elasticità a trazione del rame. Nota I. Cim. (6) **7**, 11—18, 1914.

C. E. Guye et Mlle **S. Vassileff.** Frottement intérieur des verres en fonction de la température. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 214—225, 301—323, 1914.

6. Hydromechanik.

Ludwig Hopf. Der Verlauf kleiner Schwingungen auf einer Strömung reibender Flüssigkeit. Ann. de Phys. (4) **44**, 1—60, 1914.

7. Kapillarität.

Siegfried Valentiner. Über Randwinkel und Schwimmvermögen. Phys. ZS. **15**, 425—430, 1914.

C. V. Boys. Movements on Water Surfaces. Nature **93**, 214, 1914.

Edward A. Martin. Movements on Water Surfaces. Nature **93**, 214, 1914.

B. Berggren. Über eine Methode zur Bestimmung der Oberflächenspannung amorpher Körper. Ann. d. Phys. (4) **44**, 61—80, 1914.

R. D. Kleeman. The Work done in the Formation of a Surface Transition Layer of a Liquid Mixture of Substances. Proc. Cambr. Phil. Soc. **17**, 409—413, 1914.

8. Aeromechanik.

E. Bodareu. La compressibilità del cloruro di metile. Lincei Rend. (5) **23** [1], 491—493, 1914.

Ragnar Holm. Über die Bewegung eines Gases in Kapillaren und in von parallelen Ebenen begrenzten Kanälen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 81—96, 1914.

B. Baule. Theoretische Behandlung der Erscheinungen in verdünnten Gasen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 145—176, 1914.

F. Bendemann und **E. Everling.** 6. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V. Die Arbeitsgleichung des Flugzeuges. S.-A. ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftschifff. 1914, Heft 8. 5 S.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

E. Waetzmann. Über die Bewegungsform elastischer Körper unter der Einwirkung auftreffender Schallwellen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 424—430, 1914.

2. Physiologische Akustik.

G. Gianfranceschi. Per lo studio delle curve vocali. Cim. (6) **7**, 19—39, 1914.

Karl L. Schaefer. Über Starkdruckflammen in ihrer Beziehung zur funktionellen otiatrischen Diagnostik. S.-A. Beitr. z. Anat., Physiol., Pathol. u. Therapie des Ohres, d. Nase u. d. Halses **7**, 249—253, 1914.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

James Walker. Einführung in die physikalische Chemie. 2. Aufl., nach der 7. Aufl. des Originals übersetzt und herausgegeben von H. v. Steinwehr. Mit 62 Abbildungen. X u. 503 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Preis 9 *M*, geb. 10 *M*.) *

K. Fajans. Die Radioelemente und das periodische System. (Schluß.) Die Naturwissenschaften **2**, 463—468, 1914.

Stuart J. Bates. The electron conception of valence. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 789—793, 1914.

Theodore W. Richards and **Marshall W. Cox.** The purity of fused lithium perchlorate, and its bearing upon the atomic weight of silver. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 819—828, 1914.

L. M. Dennis and **R. P. Anderson.** Hydrogen telluride and the atomic weight of tellurium. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 882—909, 1914.

M. K. Hoffmann. Lexikon der anorganischen Verbindungen unter Berücksichtigung der Additionsverbindungen mit organischen Komponenten. Bd. 2, 1292 S. Aluminium bis Xenon, Nr. 56—81; Bibliographien. Leipzig, Verlag von Joh. Ambr. Barth, 1912/14. (Preis 76 ℳ; geb. 79 ℳ.) *

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

J. N. Brönsted. „Ideale konzentrierte" Lösungen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 278—279, 1914.

A. Eucken. Bemerkung zu der vorstehenden Notiz. ZS. f. Elektrochem. **20**, 279, 1914.

D. Zavrieff. Beiträge zur Atomistik. Nr. 3. Notiz über die Darstellung wässeriger kolloidaler Lösungen von unedlen Metallen durch Zerstäubung. ZS. f. phys. Chem. **87**, 507—510, 1914.

E. J. Shaeffer, M. G. Paulus und **Harry C. Jones.** Die Änderung der Absorption des Lichtes durch Wasser infolge der Gegenwart stark hydrierter Salze, gemessen mit Hilfe des Radiomikrometers. — Bedeutung der Ergebnisse für die Solvattheorie der Lösungen. (The absorption of light by water changed by the presence of strongly hydrated salts, as measured by means of the radiomicrometer. — Bearing of the results on the solvate theory of solution.) (79. Mitteilung.) Phys. ZS. **15**, 447—453, 1914.

William Ernest Stephen Turner and **Crellyn Colgrave Bissett.** The Connexion between the Dielectric Constant and the Solvent Power of a Liquid. Journ. Chem. Soc. **105**, 947—952, 1913.

William M. Dehn. Colorimetric studies on the nature of chromate solution. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 829—847, 1914.

Walter Halle und **Ernst Pribram.** Chemische und physikalisch-chemische Beobachtungen bei der Herstellung kolloider Goldlösungen. Chem. Ber. **47**, 1398—1401, 1914.

Robert Kremann und **Hans Rodemund.** Über das Auftreten eines Tripelsalzes aus wässerigen Lösungen ohne gleichzeitige Bildung eines binären Doppelsalzes. ZS. f. anorg. Chem. **86**, 373—379, 1914.

E. Cornec et **G. Urbain.** Application de la cryoscopie à la détermination des sels doubles en solution aqueuse. C. R. **158**, 1118—1121, 1914.

R. O. Herzog und **A. Polotzky.** Die Diffusion einiger Farbstoffe. ZS. f. phys. Chem. **87**, 449—489, 1914.

George Mc P. Smith. The ideal diffusion coefficient and a fundamental law concerning the diffusion of dissolved substances in liquids. Journ. Amer. Chem. Soc, **36**, 847—864, 1914.

Alfred Holt. The Rate of solution of Hydrogen by Palladium. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 226—237, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Fabrikmäßige Darstellung von Merkurosulfat für Normalelemente. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 436, 1914.

Stuart J. Bates and **George W. Vinal.** Comparison of the silver and the iodine coulometers and the determination of the value of the Faraday. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 916—937, 1914.

Gilbert N. Lewis and **William N. Lacey.** The potential of the copper electrode and the activity of bivalent ions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 804—810, 1914.

A. Sachanov. Über die Einwirkung der Elektrolyte auf das Dissociationsvermögen von Lösungsmitteln. (Erste Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. **87**, 441—448, 1914.

Charles A. Kraus. Solutions of metals in non-metallic solvents. V. The electromotive force of concentration cells of solutions of sodium in liquid ammonia and the relative speed of the ions in these solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 864—877, 1914.

Bernhard Neumann und **Einar Bergve.** Elektrolyse von Gemischen geschmolzener Kalium- und Natriumsalze. ZS. f. Elektrochem. **20**, 271—275, 1914.

E. K. Strachan and **Vee Gih Chu.** The transference number, conductance, and ionization of hydriodic acid at 25°. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 810—819, 1914.

C. W. Bennett, H. C. Kenny and **R. P. Dugliss.** Electrodeposition of nickel. Journ. phys. chem. **18**, 373—384, 1914.

R. Beutner. Weitere Untersuchungen über das elektrodenähnliche Verhalten wasserunmischbarer organischer Substanzen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 385—408, 1914.

Harry N. Holmes. Electrostenolysis. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 784—789, 1914.

O. Reitlinger. Versuche über den Einfluß der Überlagerung von Wechselstrom auf die Gleichstromelektrolyse. ZS. f. Elektrochem. **20**, 261—269, 1914.

4. Photochemie.

Alfred Coehn und **Georges Prigent.** Zur Photochemie des Ammoniaks. ZS. f. Elektrochem. **20**, 275—278, 1914.

Iwan Bolin. Über die photochemische Zersetzung von Milchsäure in Gegenwart von Uranylsulfat. ZS. f. phys. Chem. **87**, 490—506, 1914.

5. Thermochemie.

W. L. Argo. The rate of dissociation of nitrogen peroxide. Journ. phys. chem. **18**, 438—450, 1914.

Albert Parker. The Lower Limits of Inflammation of Methane with Mixtures of Oxygen and Nitrogen. Journ. Chem. Soc. **105**, 1002—1009, 1914.

Hubert Frank Coward, Charles Cooper, and **Julius Jacobs.** The Ignition of Some Gaseous Mixtures by the Electric Discharge. Journ. Chem. Soc. **105**, 1069—1093, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

O. Lehmann. Plötzliche Gestaltänderung flüssiger Kristalle infolge Änderung der molekularen Richtkraft aus Anlaß polymorpher Umwandlung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 112—126, 1914.



Fritz Seemann. Leitfaden der mineralogischen Bodenanalyse, nebst Beschreibung der wichtigsten physikalischen Untersuchungsmethoden am gewachsenen Boden. Mit 39 Textabbildungen, 3 Tafeln und 7 Mineralbestimmungstabellen. IX u. 110 S. Wien und Leipzig, Wilhelm Braumüller, 1914. (Preis 6 Kr. = 5 ℳ.) *

Ernst Cohen und **W. D. Helderman.** Physikalisch-chemische Studien am Kadmium. I. ZS. f. phys. Chem. **87**, 409—418, 1914.

Ernst Cohen und **W. D. Helderman.** Physikalisch-chemische Studien am Kupfer. I. ZS. f. phys. Chem. **87**, 419—425, 1914.

Ernst Cohen und **W. D. Helderman.** Physikalisch-chemische Studien am Zink. I. ZS. f. phys. Chem. **87**, 426—430, 1914.

Ernst Cohen. Die Metastabilität der Metalle als Folge von Allotropie und ihre Bedeutung für Chemie, Physik und Technik. I. ZS. f. phys. Chem. **87**, 431—433, 1914.

A. P. Schleicher. Über die Legierungen des Goldes mit Arsen. Intern. ZS. f. Metallogr. **6**, 18—22, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 1637.

H. S. van Klooster und **H. C. Germs.** Die Umwandlungserscheinungen beim Natriumwolframat. (Berichtigung.) ZS. f. anorg. Chem. **86**, 369—372, 1914.

O. Lehmann. Sur les effets de succion observés dans les cristaux liquides en voie de bourgeonnement (formes myéliniques). C. R. **158**, 1100—1103, 1914.

Hermann Tertsch. Zentrale Kugelprojektionen und ihre Verwendung in der Kristallographie. ZS. f. Krist. **53**, 551—565, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Joh. Koenigsberger. Das elektrische Verhalten der variablen Leiter und deren Beziehungen zur Elektronentheorie. S.-A. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 84—142, 1914.

Félix Ehrenhaft. Sur les quantités minima d'électricité et l'existence de quantités (quanta) plus petites que la charge d'un électron. C. R. **158**, 1071—1073, 1914.

Friedrich Wächter. Über die Bestimmung des elektrischen Elementarquantums auf mechanisch-thermischem Wege. Ann. d. Phys. (4) **44**, 127—144, 1914.

Hans Goldschmidt. Nichteuklidische Geometrie und Atommechanik. (Ein Bericht über die Arbeiten von A. Byk.) Die Naturwissenschaften **2**, 477—482, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

William Ernest Stephen Turner and **Crellyn Colgrave Bissett.** The Connexion between the Dielectric Constant and the Solvent Power of a Liquid. Journ. Chem. Soc. **105**, 947—952, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

E. Gumlich. Vorrichtung zur Messung hoher Induktionen im Joch. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 395—405, 1914.

F. W. Jordan. A new type of thermogalvanometer. Phys. Soc. London, March 27, 1914. [Nature **93**, 231, 1914. Proc. Phys. Soc. London **26**, 165—171, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 84. Elektrot. ZS. **35**, 502—503, 1914.

5. Apparate.

E. Gumlich. Eine Astasierungsvorrichtung für Magnetometer. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 406—419, 1914.

G. Seibt. Neue Typen von Luftkondensatoren. Elektrot. ZS. **35**, 531—533, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

G. Guglielmo. Sulla misura assoluta dell' effetto Peltier fra metalli ed elettroliti. Lincei Rend. (5) **23** [1], 493—499, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Paul Neubert. Über die Schichtung in reinen Gasen und ihre Beeinflussung durch Verunreinigungen. Phys. ZS. **15**, 430—433, 1914.

Maurice Hamy et **Millochau.** Effets des variations de voltage sur l'intensité des radiations d'arc obtenues avec un dispositif alimenté par du courant alternatif. C. R. **158**, 1085—1086, 1914.

B. Reismann. Die Unterschiede der Polspektra verschiedener Elemente im Geisslerrohr. 48 S. Leipzig 1913.

O. W. Richardson. The Origin od Thermal Ionisation from Carbon. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 174—179, 1914.

Frank Horton. The ionisation produced by certain substances when heated on a Nernst filament. Proc. Cambr. Phil. Soc. **17**, 414—424, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

W. Marckwald. Versuche über den Zerfall der Radiumemanation in einer Heliumatmosphäre. Phys. ZS. **15**, 440—441, 1914.

T. Godlewski. On the Effect of Colloids on Radioactive Products in Solution. S.-A. Krak. Anz. (Bull. Intern.) (A) 1914, 30—45.

Alois F. Kovářik und **Louis W. Mc Keehan.** Messung der Absorption und Reflexion von β-Teilchen durch direkte Zählung. (Absorption and Reflection of β-Particles, measured by direct Counting.) Phys. ZS. **15**, 434—440, 1914.

C. Engler, H. Sieveking und **A. Koenig.** Die Verwendbarkeit des Fontaktoskops zur Messung der Radioaktivität von Quellwässern. Phys. ZS. **15**, 441—447, 1914.

K. Fajans. Die Radioelemente und das periodische System. (Schluß.) Die Naturwissenschaften **2**, 463—468, 1914.

G. E. M. Jauncey. X-Ray Spectra. Nature **93**, 214, 1914.

Augusto Righi. La nature des rayons X. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 335—344, 1914.

A. van den Broek. The Structure of Atoms and Molecules. Nature **93**, 241—242, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Ernest Wilson. The Magnetic Properties of Iron when Shielded from the Earth's Magnetism. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 179—188, 1914.

Albert Perrier et **H. Kamerlingh Onnes.** Sur l'interprétation des propriétés magnétiques des mélanges d'oxygène et d'azote. C. R. **158**, 1074—1076, 1914.

A. E. Oxley. On an Application of the Molecular Field in Diamagnetic Substances. Proc. Cambr. Phil. Soc. **17**, 450—451, 1914.

A. E. Oxley. The Influence of Molecular Constitution and Temperature on Magnetic Susceptibility. Phil. Trans. (A) **214**, 109—146, 1914.

B. Cabrera, E. Moles et **J. Guzman.** La magnétochimie des composés du nickel et la théorie du magnéton. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 324—334, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

W. Brown and **J. Smith.** The subsidence of torsional oscillations in nickel wires when subjected to the influence of alternating magnetic fields. Proc. Dublin Soc. (N. S.) **14**, 215—223, 1914.

W. Brown. Note on the change of length in nickel wire due to small longitudinal loads and low alternating magnetic fields. Royal Dublin Soc., April 21, 1914. [Nature **93**, 232, 1914.

Elena Marini. Variazione subita da una corrente sinusoidale nel suo passaggio attraverso ad un filo di ferro. Cim. (6) **7**, 5—10, 1914.

Ferdinand Braun. Bemerkung zu der Arbeit des Herrn **Th. Svedberg**, Wellenstromlichtbogen in Flüssigkeiten. Phys. ZS. **15**, 464, 1914.

W. O. Schumann. Beiträge zur Frage der Wellenformen und Deformationen bei Ausgleichsvorgängen längs gestreckter Leiter. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 345—350, 370—376, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

H. Rukop und **J. Zenneck.** Der Lichtbogengenerator mit Wechselstrombetrieb. Ann. d. Phys. (4) **44**, 97—111, 1914.

H. de Bellescize. Prédétermination du rayonnement d'une antenne. Eclair. électr. (2) **25**, 556—560, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

E. Gehrcke. Zur Theorie der elektrischen Aufspaltung der Wasserstoffserie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 431—435, 1914.

W. S. Gripenberg. Über die Tiefe der Lichtwirkung beim Selen. Phys. ZS. **15**, 462, 1914.

A. Hallermann. Über den Einfluß der Temperatur und der Okklusion von Gasen auf das lichtelektrische Verhalten von Metallen, Metalloxyden und Metallsulfiden. 34 S. Leipzig 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

A. L. Bernoulli. Eine elementare Herleitung des Planckschen Strahlungsgesetzes. ZS. f. Elektrochem. **20**, 269—271, 1914.

M. Wolfke. Antwort auf die Bemerkung Herrn Krutkows zu meiner Note: „Welche Strahlungsformel folgt aus der Annahme der Lichtatome?" Phys. ZS. **15**, 463—464, 1914.

K. Schaposchnikow. Die ponderomotorische Wirkung des zirkularpolarisierten Strahles. Phys. ZS. **15**, 454—455, 1914.

Hans Busch. Ein allgemeiner Satz über die ponderomotorische Wirkung des Drehfeldes, insbesondere der zirkularpolarisierten Welle. Phys. ZS. **15**, 455—457, 1914.

Hans Busch. Über die von der zirkularpolarisierten Welle ausgeübten Drehmomente und die Emissionstheorie des Lichtes. Phys. ZS. **15**, 457—458, 1914.

Walter Berger. Über eine neue Vektoroperation. Phys. ZS. **15**, 458—460, 1914.

Sir James Stirling. Note on a Functional Equation employed by Sir George Stokes. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 237—239, 1914.

A. Gleichen und E. Klein. Schule der Optik für Optiker, Okulisten und zum Gebrauch in optischen und mechanischen Werkstätten. XVI u. 440 S. Stuttgart 1914. (Preis 14 ℳ.) *

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Felix Jentzsch. Das binokulare Mikroskop. S.-A. ZS. f. wiss. Mikroskop. **30**, 299—318, 1913.

R. T. Hewlett. Improvements in the binocular microscope. Nature **93**, 217—218, 1913.

B. Ježek. Eine Hilfsvorrichtung zum Absuchen des Kristalles bei zweikreisiger Messung. ZS. f. Krist. **53**, 548—550, 1914.

F. Dienert. Sur un nouveau néphélomètre pouvant servir en Chimie analytique. C. R. **158**, 1117—1118, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

Lord Rayleigh. On the Diffraction of Light by Spheres of Small Relative Index. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 219—225, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Leo Tschugaeff. Anomalous rotatory dispersion. A Contribution to a General Discussion on „Optical Rotatory Power", held before the Faraday Society, March 27, 1914. Chem. News **109**, 220—221, 232—234, 1914.



T. Martin Lowry and **T. W. Dickson.** Simple and complex rotatory dispersion. Faraday Soc., March 27, 1914. Chem News **109**, 193—195, 205—206, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Theodore Lyman. An Extension of the Spectrum in the Extreme Ultra-Violet. Nature **93**, 241, 1914.

Jean Bielecki et **Victor Henri.** Calcul du spectre d'absorption d'un corps d'après sa constitution chimique. C. R. **158**, 1114—1117, 1914.

G. Gouy. Sur le pouvoir absorbant de l'arc voltaïque pour ses propres radiations. C. R. **158**, 1057—1060, 1914.

E. J. Shaeffer, M. G. Paulus und **Harry C. Jones.** Die Änderung der Absorption des Lichtes durch Wasser infolge der Gegenwart stark hydrierter Salze, gemessen mit Hilfe des Radiomikrometers. — Bedeutung der Ergebnisse für die Solvattheorie der Lösungen. (The absorption of light by water changed by the presence of strongly hydrated salts, as measured by means of the radiomicrometer. — Bearing of the results on the solvate theory of solution.) (79. Mitteilung.) Phys. ZS. **15**, 447—453, 1914.

B. Reismann. Die Unterschiede der Polspektra verschiedener Elemente im Geisslerrohr. 48 S. Leipzig 1913.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

L. Dunoyer et **R. W. Wood.** Photométrie de la résonance superficielle de la vapeur de sodium sous l'excitation des raies D. C. R. **158**, 1068—1071, 1914.

Alexander Pospielow. Über das Abklingen der Lumineszenz von trockener und feuchter, gefärbter Gelatine. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 411—420, 1914.

F. Pisani. Sur des calcites très phosphorescentes par l'action de la chaleur. C. R. **158**, 1121—1123, 1914.

8. Physiologische Optik.

F. W. Edridge-Green. An Optical Illusion. Nature **93**, 214, 1914.

Gustave Michaud et **J. Fidel Tristan.** Note sur une curieuse apparence de l'oeil frappé dans l'obscurité par un faisceau intense de rayons ultraviolets. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 345—346, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Richard Lorenz und **W. Eitel.** Beiträge zur Atomistik. Nr. 2. Über die allgemein gültigen Formeln für die örtliche Verteilung der Teilchen eines kinetischen Feldes. ZS. f. phys. Chem. **87**, 434—440, 1914.

B. Baule. Theoretische Behandlung der Erscheinungen in verdünnten Gasen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 145—176, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

W. W. Coblentz. Die Empfindlichkeit von Thermosäulen. (The Sensitivity of Thermopiles.) Phys. ZS. **15**, 453—454, 1914.

F. Henning. Erzeugung und Messung sehr tiefer Temperaturen. Die Naturwissenschaften **2**, 453—456, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

R. D. Kleeman. On the Nature of the Internal Work done during the Evaporation of a Liquid. Proc. Cambr. Phil. Soc. **17**, 402—408, 1914.

G. Quincke. Ionenwolken in feuchter expandierter Luft. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 421—423, 1914.

N. Eumorfopoulos. The Boiling-point of Sulphur on the Thermodynamic Scale. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 189—203, 1914.

J. H. Derby, F. Daniels and **F. C. Gutsche.** An apparatus for the measurement of vapor pressures by the dynamic method and determinations of the vapor pressure of water at 24,97^0. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 793—804, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

H. N. Mercer. On the ratio of the Specific Heats of Air, Hydrogen, Carbon Dioxide and Nitrous Oxide. Proc. Phys. Soc. London **26**, 155—164, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Report of the astrophysical observatory under the direction of the Smithsonian Institution for the fiscal year ending June 30, 1913, Washington 1914. 8⁰. 9 S.

A solar observatory fer New Zealand. Nature **93**, 2317, 95, 1914.

Relation between stellar spectra, colours, and parallaxes. Nature **93**, 2319, 145, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

Prof. Dr. **P. Schwahn** in Berlin. Der Mond als Gestirn und Weltkörper. Himmel u. Erde **26**, 6, 241—258, 1914.

F. J. M. Stratton. Origin of structures on the moon's surface. Nature **93**, 2317, 84, 1914.

A monthly report on Mars. Nature **93**, 2317, 94—95, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

Inna Lohmann. Über die relativen Intensitätsänderungen in den Spektren von δ Cephei und ζ Geminorum. Bull. de l'Acad. Imp. des Sc. de St. Pétersbourg (6) No. 6, 423—429, 1914.

1 D. Die Sonne.

The new solar cycle. Nature **93**, 2319, 144—145, 1914.

S. A. Mitchell. The depth of the reversing layer. Astrophys. J. **39**, 2, 166—179, 1914.

The forthconing total solar eclipse. Nature **93**, 2317, 94, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

April shooting stars. Nature **83**, 2320, 172, 1914.

Josef Sedláček. Beobachtungen von Meteoren 1913. Astr. Nachr. **197**, 4727, 379, 382, 1914.

W. F. Denning. Real paths of fireballs and shooting stars observed in England 1912 u. 1913. Astr. Nachr. **197**, 4726, 262—263, 1914.

A meteorite from Zululand. Nature **93**, 2317, 95, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

W. Meinardus. Aufgaben und Probleme der meteorologischen Forschung in der Antarktis. Geogr. ZS. **20**, 1, 1914.

Meteorology in Netherland's East India. Nature **93**, 2317, 96—97, 1914.

A. Woeikof. Temperatur und Feuchtigkeit in Berg und Tal im Amurland. Met. ZS. **31**, 3, 140—143, 1914.

Vorlesungen über Meteorologie an der Harvard-Universität. Met. ZS. **31**, 3, 138, 1914.

F. Kühner. Lamarck, Die Lehre vom Leben, seine Persönlichkeit und das Wesentliche aus seinen Schriften kritisch dargestellt. Jena, E. Diederichs, 1913. 8⁰. VIII, 260 S., 3 Taf. (Klassiker der Naturwiss. u. Technik Nr. 12.) Preis 4,50 ℳ. Ref.: R. Süring. Met. ZS. **31**, 3, 158—159, 1914.

H. Sieveking. Moderne Probleme der Physik. Vorträge. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. 8⁰. VI, 146 S. Preis 4,50 ℳ. Ref.: R. Süring. Met. ZS. **31**, 3, 158, 1914.

R. Schneider. Meteorologische Depeschen der funkentelegraphischen Station am Eiffelturm. Met. ZS. **31**, 3, 157, 1914.

M. Moye. Radiogrammes météorologiques espagnols. Annu. soc. mét. de France **62**, 85—86, 1914.

G. Lecointe. Commission polaire internationale. Procès-verbal de la session tenue à Rome en 1913. Bruxelles 1913. 8⁰. 293 S. Enthält: Bibliographie antarctique par J. Denucé. S. 25—293.

Albert Peppler. Beiträge zur Meteorologie von Perù und Ecuador zwischen 11 und 2⁰ südlicher Breite. Leipzig 1913. S.-A. Wiss. Veröff. d. Ges. f. Erdkde. zu Leipzig **8**, 332—351.

The observers handbook approved for the use of meteorological observers by the Meteorological Office, the Royal Meteorological Society, the Scottish Meteorological Society, the British Rainfall Organization. Annual edition 1913. London 1913. 8⁰. XXIV, 157 S.

M. E. S. Wright. A medley of weather love. Bournemouth. 1913. 12⁰. 144 S. *

Johannes Schubert. Temperatur und Feuchtigkeit zu Eberswalde im Freien und in einer Buchenschonung. Berlin 1913. 8⁰. 12 S. S.-A. ZS. f. Forst- u. Jagdwesen, Dezember 1913, S. 764—775.

F. M. Exner in Innsbruck. Über monatliche Witterungsanomalien auf der nördlichen Erdhälfte im Winter. Met. ZS. **31**, 3, 104—109, 1914.

Dr. **Robert Hennig** (Hamburg). Eintritt und Ende einer Frostperiode in Süddeutschland mit besonderer Berücksichtigung der geographischen Lage und der aerologischen Messungen. Met. ZS. **31**, 3, 109—120, 1914.

E. Barkow. Vorläufiger Bericht über die meteorologischen Beobachtungen der Deutschen Antarktischen Expedition 1911—1912. Met. ZS. **31**, 3, 120—127, 1914.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de de Genéve pendant le mois de Février 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 3, 293—297, 1914.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de Février 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 3, 297—300, 1914.

Meteorological Report for the year 1911. Part I. Helwan Observatory. Cairo 1913. 4⁰. XVI, 31 S. (Ministry of Finance, Egypt. Survey Department.)

Results of meteorological, seismological and magnetical observations for the year 1912. Toronto Observatory. (Department of Marine and Fisheries. Dominion of Canada.) Under the supervision of R. F. Stupart, Director. Toronto 1813. 8⁰. 38 S., 3 Blatt.

L. Marini. Manuale per le osservazioni meteorologiche a mare. Venezia 1912. 8⁰. Parte I. Testo. 81 S., 5 Tafeln. Parte II. Tavole, 179 S.

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1912. Ergebnisse der Meteorologischen Beobachtungen an 10 Stationen II. Ordnung und an 57 Sturmwarnungsstellen sowie stündlicher Aufzeichnungen an 5 Normal-Beobachtungsstationen. Jahrgang 35. Hamburg 1913. 4⁰. VII, 176 S.

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1911. Elsaß-Lothringen. Herausgegeben von dem Direktor der Meteorologischen Landesanstalt von Elsaß-Lothringen, Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Hugo Hergesell. Straßburg i. E. 1913. 4⁰. VIII, 59 S.

Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1912. Hessen. XII. Jahrg. Herausgegeben vom Großherzogl. Hydrographischen Bureau. Bearbeitet von Prof. Dr. G. Greim. Darmstadt 1913. [17], 66 S., 1 Taf.

Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt 1912. „Der Schweizerischen meteorologischen Beobachtungen" neunundvierzigster Jahrgang. Zürich (1913). 4⁰. VI S., 1 Bl. 133, 59, 7, 15, 27, 12, 3, 12, 48 S. 16 Tafeln.

Annuario publicado pe lo Observatorio Nacional do Rio de Janeiro para o anno de 1914. Anno XXX, Rio de Janeiro 1913. 8⁰. VII, 360 S., 1 Taf.

Commission météorologique du Département de Vaucluse. Compte rendu pour l'année 1912. Avignon 1913. 4⁰. 32 S.

Meteorologische Beobachtungen auf der Christmas-Insel im Indischen Ozean 1912. Met. ZS. **31**, 3, 153—154, 1914.

J. v. Hann. Resultate der meteorologischen Beobachtungen zu Zomba (Britisch-Zentralafrika) 1909 bis 1911. Met. ZS. **31**, 3, 149—150, 1914.

J. v. Hann. Resultate der meteorologischen Beobachtungen zu Pará 1907, 1909 und 1910. Met. ZS. **31**, 3, 138—139, 1914.

Meteorologische Beobachtungen 1912 zu Hebron, Palästina. Met. ZS. **31**, 3, 140, 1914.

Meteorological reports. Nature **93**, 2319, 149—150, 1914.

Ch. Dufour. Résume des Observations faites par les Membres et les Correspondants de la Societé (Janvier 1914). Annu. soc. mét. de France **62**, 92, 1914.

Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites à l'observatoire du Parc Saint-Maur en janvier 1914. Annu. soc. mét. de France, **62**, 92—94, 1914.

W. Uljanin. Directeur de l'Observatoire. Bulletin de l'observatoire météorologique de l'université impériale de Kazan. 1913.

Rapport du Directeur du Bureau Central météorologique de France sur les travaux de l'année 1913. Annu. soc. mét. de France **62**, Mars, 75—80, 1914.

Rudel. Das Wetter zu Nürnberg im Jahre 1913. Nürnberg 1914. 8⁰. 31 S.

Dr. **K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Januar 1914. Wetter **31**, 3, 65—66, 1914.

C. Kaßner. Windrosenpapier. Met. ZS. **31**, 3, 157—158, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

H. Hergesell. Aerologische Studien im arktischen Sommer. Beitr. z. Phys. der freien Atm. **6**, Nr. 4, 224—261, 1914.

H. Hergesell. Die Ermittelung der Vertikalbewegungen der Atmosphäre und deren Turbulenz durch einen gefesselten Pilotballon. Beitr. zur Phys. d. freien Atm. **6**, Nr. 4, 214—224, 1914.

H. Hergesell. Die Messung der Vertikalbewegungen durch Pilotballone. Beitr. zur Phys. d. freien Atm. **6**, Nr. 4, 187—214, 1914.

Résultats généraux des sondages de l'atmosphère. Annu. soc. mét. de France **62**, 85, 1914.

Alexander Mc Adie. New Units in Aerology. Nature **93**, 2316, 58, 1914.

Prof. **Bohuslav Brauner.** New Units in Aerology. Nature **93**, 2319, 136, 1914.

Robert E. Baynes. New Units in Aerology. Nature **93**, 2318, 110, 1914.

G. Fitzhugh Talman. The isothermal layer of the atmosphere. Nature **93**, 2317, 84, 1914.

Ergebnisse Aerologischer Beobachtungen 1, 1909—1912. Koninkl. Nederlandsch. Met. Inst. N. 106. Utrecht 1913.

J. v. Hann. W. N. Shaw über die Änderung der Druckdifferenzen zwischen Hoch- und Niederdruckgebieten mit der Höhe. Met. ZS. **31**, 3, 143—144, 1914.

August Schmauß. Die Münchener Registrierballonfahrten im Jahre 1913. Mit einem Anhang: 1. Auswertung der am 25. Mai 1913 aufgefundenen Registrierung vom 3. Januar 1912. 2. Allgemeine Ergebnisse der Fahrten von 1906—1913. München 1914. 8⁰. 53 S. S.-A. Beobacht. d. met. Stat. im Kgr. Bayern, **35**, Jahrg. 1913.

M. A. Rykaçev. Rapport préliminaire de la commission internationale polaire d'aérostation scientifique réunie a Copenhague le 28 février — 1 mars 1914. (Avec une carte.) Bull. de l'Acad. Imp. des Sc. de St. Pétersbourg (6) No. 6, 369—377, 1914.

Dr. **Josef Reger** in Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Februar 1914. Wetter **31**, 3, 67—68, 1914.

Dr. **E. Kleinschmidt** in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Februar 1914. Wetter **31**, 3, 68—69, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Februar 1914. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg (122 m über N. N.) und Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen (395 m über N. N.). Kartenbeilage zu Wetter **31**, 3, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

J. A. Mc Clelland et **H. Kennedy.** Les gros ions de l'atmosphère. Le Radium **10**, 10, 392—400, 1913.

2 C1. Lufttemperatur.

A. Friedmann, Pawlowsk. Zur Theorie der Vertikaltemperaturverteilung. Met. ZS. **31**, 3, 154—156, 1914.

Dr. **K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse im Dezember 1913 unter etwa 50⁰ n. Br. Wetter **31**, 3, 66, 1914.

Osc. V. Johansson. Einige Studien über die monatlichen Temperaturextreme. Helsingfors 1913. 8⁰. 114 S., 1 Karte. [Of versigt af Finska Vetenskaps Societetens Förhandlingar. LV, 1912—13, Häftet 2.]

J. v. Hann. Temperaturen in dem Barometermaximum vom Januar/Februar 1914. Met. ZS. **31**, 3, 133—137, 1914.

Mittlere Monats-Isothermen (8ᵃ). Karten-Beilage zu Wetter **31**, 3, 1914.

2 C2. Strahlung.

F. Lindholm. Extinction des radiations solaires dans l'atmosphère terrestre. Étude basée sur les observations spectrobolométriques faites à l'Institut de Physique d'Upsala pendant l'année 1912. Upsala 1913. 4⁰. 2 Bl., 93 S., 2 Taf. [Nova Acta Regiae Soc. Scientiarum Upsaliensis (4) **3**, 6.]

L. Gorczynski. Valeurs pyrhéliométriques et les sommes d'insolation à Varsovie pendant la période 1901—1913. Varsovie 1914. 4⁰. 36 S. S.-A. Publications de la Soc. sc. de Varsovie (Commission Météorologie, Tome II).

Wilhelm Schmidt. Über die virtuelle Temperatur des Himmels. Met. ZS. **31**, 3, 152—153, 1914.

A. Ångström. Studies of the nocturnal radiation to space. Astrophys. J. **39**, 1, 95—104, 1914.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

Hellmann. Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. Erste Mitteilung. Berl. Sitzber. 13, 415, 1914.

Otto Meißner in Potsdam. Der tägliche Gang der Windstärke in Borkum und Hamburg (1901—1910). Wetter **31**, 3, 63—65, 1914.

2 F. Wasserdampf.

O. Hochsteiner. Über den Einfluß von Druck- und Temperaturänderungen auf die Bewölkung in den deutschen Mittelgebirgen. Met. ZS. **31**, 3, 147—149, 1914.

Ph. Flajolet. Über die Beobachtung einer auffallenden Cirrusbildung. Met. ZS. **31**, 3, 137—138, 1914.

A. Rethly. Verdunstungsmessungen in Ungarn. Met. ZS. **31**, 3, 144—145, 1914.

G. Raymond. Nuages neigeux passant devant le soleil. Annu. sc. mét. de France **62**, 88—89, 1914.

2 G. Niederschläge.

L. Besson. Contribution à l'étude de la condensation de la vapeur d'eau par détente dans l'air et divers autre gaz. Le Radium **10**, 10, 318—323, 1913.

Prof. **Th. Arendt** in Berlin. Über Niederschlagsveränderlichkeit. Wetter **31**, 3, 49—54, 1914.

Regenmessungen auf den Stationen der Paranáenser Staatsbahn (Estrade de Ferro do Paraná) im Jahre 1911, unter der Leitung des Ing. **Rudolf Lange**. Met. ZS. **31**, 3, 145, 1914.

Ergebnisse der täglichen Niederschlagsmessungen auf den meteorologischen und Regenmeß-Stationen in der Schweiz. Jahrgang 1912. Herausgegeben von der Schweizerischen meteorologischen Zentralanstalt. Zürich (1913). 4°. 2 Bl., 230 S., 1 Karte.

O. Schlagintweit. Niederschlagsverhältnisse und Vergletscherung in der nordperuanischen West-Kordillere. Sitzber. phys. med. Ges. Würzburg Nr. 3, S. 34, 1913.

G. Raymond. La pluie chantante. Annu. soc. mét. de France **62**, 89, 1914.

Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm. Januar 1914. Karten-Beilage zu Wetter **31**, 3, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

J. Laub. Über einige Beobachtungen der Luftelektrizität und Radioaktivität auf dem Atlantischen und Großen Ozean. I. Bestimmung des Emanationsgehaltes im Ozeanwasser. Met. ZS. **31**, 3, 146—147, 1914.

G. C. Simpson. Über die Elektrizität der Niederschläge. Phys. ZS. **15**, 3, 213—215, 1914.

F. Herath. Die Messung der Niederschlagselektrizität durch das Galvanometer. Phys. ZS. **15**, 3, 155—159, 1914.

J. J. Rey. Sur quelques apparences de la foudre pendant les orages. Annu. soc. mét. de France **62**, Mars, 65—74, 1914.

Mesures du courant éléctrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Altdorf et à Fribourg. Février 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 3, 292, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

E. Everling. Beobachtung und Theorie der durch Reflexion erzeugten Lichtsäulen. Met. ZS. **3**, 150—152, 1914.

J. M. Neue atmosphärische Trübung. Met. ZS. **31**, 3, 157, 1914.

P. Gruner. Quelques remarques concernant les lueurs crépusculaires du ciel. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 3, 226—248, 1914.

G. Grundmann, Breslau. Halophänomene. Met. ZS. **31**, 3, 139—140, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Mittlere Monats-Isobaren (mm). Karten-Beilage zu Wetter **31**, 3, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

Oberlehrer **August Thraen** in Dinslaken (Niederrhein). Wie wird der Mai 1914? Wetter **31**, **3**, 54—62, 1914.

Lehrer **H. Preuße** in Burlage, Kr. Leer (Ostfriesland). Der wetterkundliche Unterricht in einklassigen Volksschulen. Wetter **31**, 6, 69—72, 1914.

Prof. **Alexander Mc Adie.** Weather forecasts. Nature **93**, 2317, 83—84, 1914.

R. M. Deeley, Abbeyfield, Salisbury Avenue, Harpenden. Weather forecasting. Nature **93**, 2316, 58—59, 1914.

Superstitions relating to weather. Nature **93**, 2320, 176, 1914.

A. Angot. Les paragrêles électriques. Annu. soc. mét. de France **62**, Mars, 82—85, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Lieutenant-Colonel **Delauney.** Influence de essains d'étoiles filantes sur la température. Annu. soc. mét. de France **62**, 86—88, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

J. T. Morris. Die elektrische Messung der Windgeschwindigkeit. Elektrotechn. ZS. **35**, 4, 99, 1914.

2 P. Klimatologie.

Dr. **Kurt Wegener,** Straßburg, Meteorol. Landesanstalt. Über die Wirkung des Klimas auf den Menschen. Met. ZS. **31**, 3, 97—104, 1914.

A. Eichhorn. Klima von Lüneburg. Bremen 1913. 8°. S.-A. „Lüneburger Heimatbuch", S. 222—250.

Anton Huber. Das Klima der Zugspitze. München 1914. 4°. 62 S., 8 Taf. S.-A. Beobachtungen der meteor. Stationen im Kgr. Bayern, **35**, Jahrg. 1913.

Hans Rudolphi. Die Faröer. Berlin 1913. 8°. 57 S., 2 Taf. S.-A. ZS. d. Ges. f. Erdkde. zu Berlin 1913, Nr. 3.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien und Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

A. A. Michelson. Preliminary results of measurements of the rigidity of the earth. Astrophys. J. **39**, 2, 105—149, 1914.

Helmert. Die isostatische Reduktion der Lotrichtungen. Berl. Sitzber. 14—15, S. 440, 1914.
W. Schweydar. Beobachtung der Änderung der Intensität der Schwerkraft durch den Mond. Berl. Sitzber. 14—15, S. 454, 1914.
Diurnal variations of latitude. Nature **93**, 2320, 172, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

Seismological physics. Nature **93**, 2320, 159—159, 1914.
Prof. Dr. **E. Rudolph** u. Dr. **S. Szirtes.** Zur Erklärung der geographischen Verteilung von Großbeben (Schluß). Peterm. Mitt. **60**, 184, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

S. J. Barnett. Thermions and the origin of solar and terrestrial magnetism. Nature **93**, 2318, 109—110, 1914.
Prof. Dr. **Ernst Leyst** in Moskau. Das arithmetische Mittel im täglichen Gang des Erdmagnetismus. Met. ZS. **31**, 3, 127—133, 1914.
G. W. Walker. The diurnal variation of terrestrial magnetism. Proc. of the Roy. Soc. (London) **89**, 612, 379—392, 1914.
A. Nippoldt. Normalwerte der erdmagnetischen Elemente in Potsdam für das Jahr 1913. Met. ZS. **31**, 3, 152, 1914.
Kr. Birkeland. The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902—1903. Vol. 1. On the cause of magnetic storms and the origin of terrestrial magnetism. Second section. Christiania (1914). 4⁰. 486 S., 21 Tafeln. Preis 30 ℳ.
Henri Arnauld. L'aurore boréale. Aurore et crépuscule, lumière zodiacale. (1884—1913). Bordeaux 1913. 8⁰. 78 S.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Jahrbuch 1912, enthaltend hydrographische Beobachtungen in den Finland umgebenden Meeren, herausgegeben von Dr. Rolf Witting. Helsingfors 1913. 4⁰. 130 S., 6 Taf. (Finländische hydrographisch-biologische Untersuchungen Nr. 12.)
Hydrografisk-biologiska Hafsundersökningarna under år 1912. Redogörelse afgifven af Rolf Witting. Helsingfors 1913. 8⁰. 13 u. 12 S.
Prof. Dr. **J. Früh.** Zur Kenntnis der Sargassosee. Peterm. Mitt. **60**, 196, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Juni 1914.** **Nr. 11.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 11 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 15. bis 25. Mai 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Emilio Oddone. Commemorazione del Professore Giuseppe Folgheraiter letta addi 24 gennaio 1914 alla Società Italiana di Fisica. Cim. (6) **7**, 65—85, 1914.

Wilhelm Hittorf. ZS. f. Elektrochem. **20**, 289, 1914.

Vito Volterra, Jacques Hadamard, Paul Langevin et **Pierre Boutroux.** Henri Poincaré. L'Oeuvre scientifique. L'Oeuvre philosophique. 273 S. Paris, libr. F. Alcan, 1914. (Preis 3,50 fr.) *

John Henry Poynting. Intelligence and Miscellaneous Articles. Phil. Mag. (6) **27**, 914—916, 1914.

L. Holborn und **Karl Scheel.** Vier- und fünfstellige Logarithmentafeln nebst einigen Physikalischen Konstanten. 24 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Preis 0,80 ℳ.) *

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1913. ZS. f. Instrkde. **34**, 113—130, 151—164, 1914.

F. Jager. Sur l'application de la méthode de Riz à certains problèmes de Physique mathématique et en particulier aux marées. C. R. **158**, 1160—1161, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

3. Maß und Messen.

F. Haber und **F. Kerschbaum.** Messung kleiner Drucke mit einem schwingenden Quarzfaden (Bestimmung der Dampfdrucke von Quecksilber und Jod). ZS. f. Elektrochem. **20**, 296—305, 1914.



V. Vieweg und **A. Wetthauer.** Die Bestimmung der Verdrehung umlaufender Wellen mittels Prismen oder Spiegel und ihre Anwendung auf Torsionsdynamometer. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 615—617, 1914. ZS. f. Instrkde. **34**, 137—142, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Emile Picard. Quelques réflexions sur certains résultats de Henri Poincaré concernant la Mécanique analytique. C. R. **158**, 1241—1244, 1914.

Albert Einstein. Physikalische Grundlagen einer Gravitationstheorie. Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich **58**, 284—290, 1913.

Marcel Grossmann. Mathematische Begriffsbildungen zur Gravitationstheorie. Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich **58**, 291—297, 1913.

A. Einstein und **A. D. Fokker.** Die Nordströmsche Gravitationstheorie vom Standpunkt des absoluten Differentialkalküls. Ann. d. Phys. (4) **44**, 321—328, 1914.

Gunnar Nordström. Über die Möglichkeit, das elektromagnetische Feld und das Gravitationsfeld zu vereinigen. Phys. ZS. **15**, 504—506, 1914.

Jun Ischiwara. Grundlagen einer relativistischen elektromagnetischen Gravitationstheorie. II. Phys. ZS. **15**, 506—510, 1914.

Richard C. Tolman. The principe of similitude. Phys. Rev. (2) **3**, 244—255, 1914.

C. V. Burton. An Experiment indicating that Matter takes up no Room in the Aether. Phil. Mag. (6) **27**, 843—854, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

B. Mayor. Recherches sur la Théorie des déformations des systèmes élastiques. Bull. soc. Vaud. (5) **50**, 59—110, 1914.

Gustavo Colonnetti. Esperienze sulla elasticità a trazione del rame. Nota II. Cim. (6) **7**, 89—96, 1914.

6. Hydromechanik.

Louis Roy. Sur le mouvement à trois dimensions des milieux visqueux indéfinis. C. R. **158**, 1158—1160, 1914.

Louis Roy. Sur les quasi-ondes à trois dimensions. C. R. **158**, 1263—1265, 1914.

E. Almansi. Sopra le azioni a cui è soggetto un corpo entro una massa liquida in movimento. Lincei Rend. (5) **23** [1], 570—580, 1914.

U. Cisotti. Sui moti turbolenti provocati da solidi immersi. Lincei Rend. (5) **23** [1], 588—592, 1914.

A. Signorini. Caratterizzazione energetica dei moti sogetti a resistenza viscosa od idraulica. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 596—599, 1914.

Ernest A. Hersam. The flow of sands through orifices. Journ. Franklin Inst. **177**, 419—444, 1914.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

K. W. Fritz Kohlrausch. Über das Verhalten strömender Luft in nichtkapillaren Röhren. Ann. d. Phys. (4) **44**, 297—320, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

G. W. Stewart and **Harold Stiles.** Certain experiments in sound diffraction. Phys. Rev. (2) **3**, 256—263, 1914.

2. Physiologische Akustik.

Riccardo Arnò. Sulla corrispondente sensibilità del galvanometro telefonico Arnò e dell' orecchio in rapporto all' altezza dei suoni. Rend. Lomb. (2) **47**, 299—302, 1914.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Lauder William Jones. Anwendung der Elektronentheorie auf die Valenz. I. Teil. Reaktionen gewisser Klassen von Stickstoffverbindungen. II. Teil. Die Beckmannsche Umlagerung. Amer. Chem. Journ. **50**, 414—442, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 1802—1803.

Johann Sterba-Böhm. Ein Beitrag zur Kenntnis des Skandiums. ZS. f. Elektrochem. **20**, 289—295, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Luigi Rolla. Sul calore specifico delle leghe metalliche costituite da soluzioni solide. Lincei Rend. (5) **23** [1], 616—621, 1914.

A. Campetti. Sui calori specifici di alcune miscele liquide binarie. Cim. (6) **7**, 97—107, 1014.

Georg Wolf. Über die spezifische elektrische Leitfähigkeit und Dichte von Palladiumwasserstofflegierungen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 575—588, 1914.

F. Paneth. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LV. Über kolloide Lösungen radioaktiver Substanzen. Wien. Ber. **122** [2a], 1637—1651, 1913.

F. Wirth. Über das Oxalat und Acetat der Beryllerde. ZS. f. anorgan. Chem. **87**, 7—8, 1914.

F. Wirth. Über das Sulfat und Oxalat der Scandinerde. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 9—12, 1914.

F. Wirth und **Bjarne Bakke.** Untersuchung über Ferrisulfate. Darstellung und Eigenschaften der verschiedenen normalen, basischen und sauren Ferrisulfate. Löslichkeits- und Stabilitätsverhältnisse in Wasser und Schwefelsäure. Kristallisationsvorgang. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 13—46, 1914.

F. Wirth und **Bjarne Bakke.** Über die gegenseitige Löslichkeitsbeeinflussung von Ferrisulfat und Aluminiumsulfat. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 47—51, 1914.

H. Freundlich, W. Neumann und **H. Kaempfer.** Über die Beeinflussung der Adsorption des Uran X_1 durch die Gegenwart von anderen Stoffen. (Zur Frage der „identischen" Radioelemente.) Phys. ZS. **15**, 537—542, 1914.

René Costantin. Étude expérimentale de la compressibilité osmotique des émulsions. C. R. **158**, 1171—1173, 1914.

Jean Perrin. Compressibilité osmotique des émulsions considérées comme des fluides à molécules visibles. C. R. **158**, 1168—1171, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

F. Pollitzer. Zur Berechnung elektromotorischer Kräfte aus thermischen Daten. Entgegnung an Herrn Brönsted. ZS. f. Elektrochem. **20**, 305—307, 1914.

Günther Schulze. Über den Einfluß von Verunreinigungen des Elektrolyten auf die elektrolytische Ventilwirkung des Aluminiums. ZS. f. Elektrochem. **20**, 307—310, 1914.

Clarence W. Greene. Polarization in the aluminium rectifier. Phys. Rev. (2) **3**, 264—272, 1914.

4. Photochemie.

5. Thermochemie.

Georges Baume. Remarques sur le mécanisme de la réaction chimique. C. R. **158**, 1177—1179, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Fred. Wallerant. Sur la mobilité des molécules dans un cristal solide. C. R. **158**, 1143, 1914.

P. P. Ewald. Die Intensität der Interferenzflecke bei Zinkblende und das Gitter der Zinkblende. Ann. d. Phys. (4) **44**, 257—282, 1914.

C. Tubandt und **Erich Lorenz.** Molekularzustand und elektrisches Leitvermögen kristallisierter Salze. ZS. f. phys. Chem. **87**, 513—542, 1914.

C. Tubandt und **Fritz Lorenz.** Das elektrische Leitvermögen als Methode zur Bestimmung des Zustandsdiagramms binärer Salzgemische. ZS. f. phys. Chem. **87**, 543—561, 1914.

E. N. da C. Andrade. The flow in metals subjected to large constant stresses. Roy. Soc. London, May 7, 1914. [Nature **93**, 288, 1914.

E. N. da C. Andrade. Regular Surface Markings in Stretched wires of Soft Metals. Phil. Mag. (6) **27**, 869—870, 1914.

A. Portevin. Sur le revenu et le recuit après trempe des alliages cuivre-étain et cuivre-zinc. C. R. **158**, 1174—1177, 1914.

J. E. Stead. Einige ternäre Legierungen von Eisen, Kohlenstoff und Phosphor. Journ. Soc. Chem. Ind. **33**, 173—184, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 1811.

R. Gans. Über die chemische oder physikalische Natur der kolloidalen wasserhaltigen Tonerdesilikate. Zentralbl. f. Min. 1914, 299—306.

Gust. Tammann. Lehrbuch der Metallographie. Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. XVIII u. 390 S. Leipzig, L. Voss, 1914. (Preis 19 ℳ, geb. 20 ℳ.)

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Jun Ishiwara. Die elektronen-theoretische Begründung der Elektrodynamik bewegter Körper. Science Rep. Tôhoku Univ. **3**, 65—100, 1914.

E. Holm. Zur statistischen Elektronentheorie des Magnetismus. Ann. d. Phys. (4) **44**, 241—256, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

Ferdinand Schmidt. Messungen der Temperaturänderung von Dielektricitätskonstanten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 329—336, 1914.

A. Occhialini. La costante dielettrica di alcuni gas puri fortemente compressi e la relazione di Mossotti-Clausius. Cim. (6) **7**, 108—126, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

Walter P. White. Einige neue Doppelkompensatoren. ZS. f. Instrkde. **34**, 71—82, 107—113, 142—151, 1914.

Riccardo Arnò. Sulla corrispondente sensibilità del galvanometro telefonico Arnò e dell' orecchio in rapporto all' altezza dei suoni. Rend. Lomb. (2) **47**, 299—302, 1914

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 85. Elektrot. ZS. **35**, 599, 1914.

5. Apparate.

Manne Siegbahn. The Use of the Telephone as an Oscillograph. Phil. Mag. (6) **27**, 909—914, 1914.

W. Linke. Der Einfluß der Form der Spannungskurve auf den Betrieb von Einankerumformern. Arch. f. Elektrot. **2**, 395—406, 1914.

Charles E. S. Phillips. Modern forms of Röntgen-ray tubes. Nature **93**, 270—272, 1914.

E. Hupka. Das Coolidgesche Verfahren für den Bau technischer Röntgenröhren. Arch. f. Elektrot. **2**, 430—434, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Kôtarô Honda und **Yoshinari Ogura.** Über die Beziehung zwischen den Änderungen der Magnetisierung und des elektrischen Widerstandes im Eisen, Stahl und Nickel bei hohen Temperaturen. Science Rep. Tôhoku Univ. **3**, 113—125, 1914.

Georg Wolf. Über die spezifische elektrische Leitfähigkeit und Dichte von Palladiumwasserstofflegierungen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 575—588, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

J. S. Townsend and **P. J. Edmunds.** The Discharge of Electricity from Cylinders and Points. Phil. Mag. (6) **27**, 789—801, 1914.

Harold Smith. The Spectroscopy of the Electric Brush Discharge in Weak Acids and Solutions. Phil. Mag. (6) **27**, 801—823, 1914.

Augusto Righi. Experimentaluntersuchungen über die magnetischen Strahlen in verschiedenen Gasen und Gasgemischen. I. (Ricerche sperimentali sui raggi magnetici in diversi gas e miscugli gassosi.) Phys. ZS. **15**, 528—534, 1914.

George Winchester. On the continued appearance of gases in vacuum tubes. Phys. Rev. (2) **3**, 287—294, 1914.

J. J. Thomson. The Forces between Atoms and Chemical Affinity. Phil. Mag. (6) **27**, 757—789, 1914.

W. Schottky. Die Wirkung der Raumladung auf Thermionenströme im hohen Vakuum. (Zu dem gleichnamigen Aufsatz von I. Langmuir.) Phys. ZS. **15**, 526—528, 1914.

Irving Langmuir. Thermionenströme im hohen Vakuum. (Thermionic Currents in High Vacuum.) II. Die Elektronenemission seitens des Wolframs und die Wirkung von Gasresten. (The Electron Emission from Tungsten and the Effect of Residual Gases.) Phys. ZS. **15**, 516—526, 1914.

J. E. Lilienfeld. A reply to Mr. Irving Langmuir's paper „the effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum". Phys. Rev. (2) **3**, 364—365, 1914.

A. H. Saxer. The nature and the velocity of migration of the positive ions in flames. Phys. Rev. (2) **3**, 325—338, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

L. T. Jones. A modified method of measuring e/m and v for cathode rays. Phys. Rev. (2) **3**, 317—324, 1914.

K. Kähler. Die durchdringende Strahlung der Atmosphäre. Die Naturwissenschaften **2**, 501—505, 1914.

J. E. Schrader. Radio-activity of springs near Williamstown, Massachusetts. Phys. Rev. (2) **3**, 339—345, 1914.

The Svedberg. Über die Schwankungen in der von einer radioaktiven Lösung emittierten α-Strahlung. Phys. ZS. **15**, 512—516, 1914.

E. Marsden. The Passage of α Particles through Hydrogen. Phil. Mag. (6) **27**, 824—830, 1914.

Ernest Rutherford and **E. N. da C. Andrade.** The wave-Length of the Soft γ Rays from Radium B. Phil. Mag. (6) **27**, 854—868, 1914.

H. Freundlich, W. Neumann und **H. Kaempfer.** Über die Beeinflussung der Adsorption des Uran X_1 durch die Gegenwart von anderen Stoffen. (Zur Frage der „identischen" Radioelemente.) Phys. ZS. **15**, 537—542, 1914.

F. Paneth. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LV. Über kolloide Lösungen radioaktiver Substanzen. Wien. Ber. **122** [2a], 1637—1651, 1913.

G. W. C. Kaye. X-rays: an introduction to the study of Röntgen rays. 272 S. London, Longmans, 1914. (Preis 5 s.) *

J. E. Lilienfeld. A reply to Mr. W. D. Coolidge's paper „a powerful Röntgen ray tube with a pure electron discharge". Phys. Rev. (2) **3**, 366, 1914.

Herrmann Rohmann. Ein Röntgenspektroskop. Phys. ZS. **15**, 510—512, 1914.

W. H. Bragg. The Intensity of Reflexion of X Rays by Crystals. Phil. Mag. (6) **27**, 881—899, 1914.

A. H. Forman. The effect of magnetization on the opacity of iron to Röntgen rays. Phys. Rev. (2) **3**, 306—313, 1914.

J. W. Nicholson. The Constitution of Atoms and Molecules. Nature **93**, 268—269, 1914.

Erwin Schrödinger. Zur Theorie des Debyeeffekts. Phys. ZS. **15**, 497—503, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Pierre Weiss und **Karl Renger.** Die anfängliche Permeabilität von Eisen und Magnetit in Funktion der Temperatur und die Abhängigkeit der Umwandlungspunkte von der Feldstärke. Arch. f. Elektrot. **2**, 406—418, 1914.

Kôtarô Honda und **Yoshinari Ogura.** Über die Beziehung zwischen den Änderungen der Magnetisierung und des elektrischen Widerstandes im Eisen, Stahl und Nickel bei hohen Temperaturen. Science Rep. Tôhoku Univ. **3**, 113—125, 1914.

Hiromu Takagi and **Torajirô Ishiwara.** On the Susceptibility of Rocks. Science Rep. Tôhoku Univ. **3**, 127—138, 1914.

Kôtarô Honda und **Také Soné.** Über die magnetische Untersuchung der Strukturänderungen in Manganverbindungen bei höheren Temperaturen. Science Rep. Tôhoku Univ. **3**, 139—152, 1914.

Margaret B. Moir. The Magnetic Properties of a Graded Series of Chrome Steels at Ordinary and Low Temperatures. Phil. Mag. (6) **27**, 830—842, 1914.

Ernest Wilson. The properties of magnetically-shielded iron as affected by temperature. Roy. Soc. London, May 7, 1914. [Nature **93**, 288, 1914.

H. C. Hayes. The magnetic susceptibility of water. Phys. Rev. (2) **3**, 295—305, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

Harold A. Wilson. The Hall effect in flames. Phys. Rev. (2) **3**, 375—381, 1914.

André Léauté. Au sujet de la propagation des surtensions sur une ligne électrique hétérogène. C. R. **158**, 1166—1168, 1914.

Giulio Giulietti. Come da correnti alternate a forma complessa si possono ricavare correnti praticamente sinusoidali. utilizzando il trasformatore di fase Ferraris-Arnò. Rend. Lomb. (2) **47**, 331—340, 1914.

W. Jaeger. Quecksilbergleichrichter im Wechselstromkreise. Arch. f. Elektrot. **2**, 418—430, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Louis Cohen. Electromagnetic radiation. Journ. Franklin Inst. **177**, 409—418, 1914.

H. Diesselhorst. Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie. Elektrot. ZS. **35**, 558—563, 585—589, 1914.

Charles A. Culver. A study of the propagation and interception of energy in wireless telegraphy. Phys. Rev. (2) **3**, 282—286, 1914.

F. Charron. Dispositif hydrodynamique pour l'amplification et l'enregistrement des signaux radiotélégraphiques. C. R. **158**, 1267—1269, 1914.

A. H. Taylor. Radiotransmission and wheather. Phys. Rev. (2) **3**, 346—352, 1914.

R. A. Sampson. Note on the Method of Reduction of the Paris Wireless Rhythmic Signals. Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. **74**, 545—548, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

F. Paschen und **W. Gerlach.** Zur Frage nach dem elektrischen Analogon zum Zeemaneffekt. Phys. ZS. **15**, 489—490, 1914.

W. H. Kadesch. The energy of photo-electrons from sodium and potassium as a function of the frequency of the incident light. Phys. Rev. (2) **3**, 367—374, 1914.

Herbert E. Ives. Additional Data on the Illumination-Photo-electric Current Relationship. Abstract of a paper presented at New York meeting of the Physical Society, February 28, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 396, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

H. L. Callendar. Thermodynamics of Radiation. Phil. Mag. (6) **27**, 870—880, 1914.

A. Sommerfeld. Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien. Ann. d. Phys. (4) **44**, 177—202, 1914.

L. Brillouin. Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien. Ann. d. Phys. (4) **44**, 203—240, 1914.

Györö Zemplén. Über die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Lichtquelle. Phys. ZS. **15**, 534—536, 1914.

August Wiegrefe. Die Fresnelschen Reflexionsformeln und das Brechungsgesetz bei komplexem Einfalls- und Brechungswinkel. Ann. d. Phys. (4) **44**, 283—288, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

A. H. Pfund. An improved mercury lamp. Abstract of a paper presented at New York meeting of Physical Society, February 28, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 314—316, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Györö Zemplén. Über die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Bewegung der Lichtquelle. Phys. ZS. **15**, 534—536, 1914.

A. Sommerfeld. Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien. Ann. d. Phys. (4) **44**, 177—202, 1914.

L. Brillouin. Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien. Ann. d. Phys. (4) **44**, 203—240, 1914.

Paul Pascal. Contribution à l'étude des graisses. I. Indices de réfraction des mélanges d'oléine, de palmitine et de stéarine. Bull. soc. chim. (4) **15**, 360—367, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

Richard Schachenmeier. Zur mathematischen Theorie der Beugung an Schirmen von beliebiger Form. 92 S. Karlsruhe, G. Braun, 1914.

Mason E. Hufford. Some new diffraction photographs. Phys. Rev. (2) **3**, 241—243, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Oliver H. Gish. Phase change by reflection — primarily in the ultra-violet. Phys. Rev. (2) **3**, 353—363, 1914.

J. Minguin et **R. Bloc.** Influence des dissolvants sur l'activité optique des éthers camphoriques. C. R. **158**, 1273—1276, 1914.

Henri Malosse. Pouvoir rotatoire spécifique du camphre dissous dans l'huile. Bull. soc. chim. (4) **15**, 358—359, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

H. Werner. Messungen von Wellenlängennormalen im internationalen System für den roten Spektralbereich. Ann. d. Phys. (4) **44**, 289—296, 1914.

Rudolf Witte. Zur Struktur der ultravioletten Absorptionsspektren des Benzols und seiner Monoderivate auf Grund neuer Messungen. 47 S. Diss. Bonn 1914.

Léon et Eugène Bloch. Sur un nouveau spectre d'absorption de l'oxygène dans l'ultraviolet extrême. C. R. **158**, 1161—1164, 1914.

Frances G. Wick. A spectrophotometric study of the absorption, fluorescence, and surface color of magnesium platinum cyanide. Phys. Rev. (2) **3**, 382—395, 1914.

B. Fessenkoff. Sur la loi de la réflexion de lumière par les substances mates. C. R. **158**, 1271—1273, 1914.

Fritz Eckert und Rudolf Pummerer. Photographische Spektralphotometrie der Absorptionsspektren von Farbstoffen. ZS. f. phys. Chem. **87**, 599—618, 1914.

Harold Smith. The Spectroscopy of the Electric Brush Discharge in Weak Acids and Solutions. Phil. Mag. (6) **27**, 801—823, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

R. W. Wood and G. A. Hemsalech. The Fluorescence of Gases excited by Ultra-Schumann Waves. Phil. Mag. (6) **27**, 899—908, 1914.

L. Dunoyer et R. W. Wood. Rectification à notre Note intitulée: Photométrie de la résonance superficielle de la vapeur de sodium sous l'excitation des raies D. Finesse des raies de résonance. C. R. **158**, 1265—1267, 1914.

Frances G. Wick. A spectrophotometric study of the absorption, fluorescence, and surface color of magnesium platinum cyanide. Phys. Rev. (2) **3**, 382—395, 1914.

8. Physiologische Optik.

Louis Bell. Types of abnormal color vision. Proc. Amer. Acad. **50**, 1—13. 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

P. Debye und **J. Kern.** Über die Behandlung gekoppelter Systeme nach der Methode der Eigenschwingungen. Phys. ZS. **15**, 490—497, 1914.

P. W. Bridgman. A complete collection of thermodynamic formulas. Phys. Rev. (2) **3**, 273—281, 1914.

J. E. Siebel. Contributions to the thermodynamics of Saturated Vapors. Abstract of a paper presented at the Atlanta meeting of the Physical Society, December 31, 1913. [Phys. Rev. (2) **3**, 316, 1914.

S. Lussana. La termodinamica dei gas e dei liquidi in rapporto alle applicazioni pratiche. S.-A. Atti della Soc. Ital. per il progresso delle science 1913. Roma 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Thadée Peczalski. L'échelle différentielle des températures. C. R. **158**, 1164—1166, 1914.

Alfred Petersen. Verfahren zur Messung schnell wechselnder Temperaturen. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 602—610, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

L. Rotinjanz und **W. Suchodski.** Bestimmung der kritischen Temperatur der Aluminium- und Antimonhalogenide. ZS. f. phys. Chem. **87**, 635—637, 1914.

F. Haber und **F. Kerschbaum.** Messung kleiner Drucke mit einem schwingenden Quarzfaden (Bestimmung der Dampfdrucke von Quecksilber und Jod). ZS. f. Elektrochem. **20**, 296—305, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Luigi Rolla. Sul calore specifico delle leghe metalliche costituite da soluzioni solide. Lincei Rend. (5) **23** [1], 616—621, 1914.

A. Campetti. Sui calori specifici di alcune miscele liquide binarie. Cim. (6) **7**, 97—107, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Siegmund Günther. Die Glazialhypothese und der Mond. Münchener Ber., math.-phys. Kl. 1913, 469—484.

B. Fessenkoff. Distribution de la poussière cosmique das le plan invariable du système solaire. C. R. **158**, 1001—1003, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

J. E. de Vos van Steenwijk. Investigation of the inequalities of approximately monthly period in the longitude of the moon according to the meridian observations at Greenwich. Addendum. Proc. Amsterdam **16**, 890—892, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

P. Salet et **Millochau.** Sur le spectre de la chromosphère. C. R. **158**, 1000, 1914.

A. Véronnet. Le soleil et sa chaleur, sa contraction et sa durée. C. R. **158**, 6, 1914.

1 E. Kometen.

G. Armellini. Esame analitico della teoria del Fabry e del Crommelin sule origine delle comete. Lincei Rend. (5) **23** [1], 304—310, 1914.

1 F. Meteore und Meteoriten.

W. A. Douglas Rudge. On a Meteoric Iron from Winburg, Orange Free State. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 19—25, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

Maxwell Hall. The zodiacal light. Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 3, 61—77, 1914.

C. A. Does the zodiacal light come from any part of the earth's atmosphere? Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 3, 78—80, 1914.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Indian summer at home and abroad. Sc. Amer. New York **109**, 379, 1913.

G. A. Pearson. A meteorological study of parks and timbered areas in the western yellow-pine forests of Arizona and New Mexico, Month. Weather Rev. **41**, 10, 1615—1630, 1913.

D. C. Bates. Meteorology of New Zealand. Wellington 1913. 20 p. 8⁰. (Extract from The New Zealand Yearbook.)

A. Beukemann auf Helgoland. Meteorologische und ozeanologische Beobachtungen auf Helgoland. Wetter **31**, 4, 91—94, 1914.

F. W. Dyson. Meteorological work at the Royal Observatory, Greenwich, 1913. Quart. J. **40**, 170, 164, 1914.

R. C. Mossman. Meteorology of the Weddel Quadrant during 1912. Quart. J. **40**, 170, 137—154, 1914.

Great heat and drought in the United States during the summer of 1913. Quart. J. **40**, 170, 135—153, 1914.

M. Weiß. Regen- und Meerestemperatur-Messungen im Schutzgebiete Togo 1912. Mitteil. a. d. Deutsch. Schutzgeb. **26**, 3, 1913.

G. Lachmann (†). Linien gleicher Luftdichte (Isopyknen). Mitgeteilt von Th. Arendt. Tätigkeitsber. d. Preuß. Met. Inst. 1913.

D. W. Horner. Some weather problems explained. Naut. Magaz. February and March, 1914.

Is the earth drying up? Quart. J. **40**, 170, 165—166, 1914.

Dr. **E. van Rijckevorsel.** Konstant auftretende sekundäre Maxima und Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen. X. Mededeelingen and Verhandelingen. 17. Kon. Nederlandsch. Met. Inst. No. 102. Utrecht 1914.

J. v. Hann. Der tägliche Gang der meteorologischen Elemente am Panamakanal. Wien. Anz. Nr. 10, S. 145, 1914.

Annual report for 1912. Washington 1913. 96 p. ill. 8⁰. (U. S. Office of experiment stations [Publication] [Climatological returns from Alaska stations at the end].)

H. Marquardsen. Das meteorologische Beobachtungswesen in Deutsch-Neuguinea im Jahre 1912. Mitteil. a. d. Deutsch. Schutzgeb. **26**, 3, 1913.

P. Heidke. Meteorologische Beobachtungen aus Togo. Teil IV. Zusammenstellung der Monats- und Jahresmittel aus dem Jahre 1912 an elf Beobachtungsstationen. Mitteil. a. d. Deutsch. Schutzgeb. **26**, 3, 1913.

Boletin mensual del Observatorio del Ebro. Julio de 1913, **4**, 7.

Jaarboek. Vier-en-zestigste Jaargang, 1912. A. Meteorologie. Kon. Nederlandsch. Met. Inst. No. 97. Utrecht 1913.

Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Wien, Hohe Warte, Februar 1914. Wien. Anz. Nr. 10, S. 151—156, 1914.

Dr. **K. Joester,** Berlin. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Februar 1914. Wetter **31**, 4, 87—88, 1914.

Die Witterung an der deutschen Küste im Februar 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 4, 245—246, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

C. J. P. Cave. Upper air research. Quart. J. **40**, 170, 97—111, 1914.

Dr. **W. N. Shaw.** The interpretation of the results of soundings with pilot balloons. Quart. J. **40**, 170, 111—123, 1914.

Remarkable upper air records at Batavia. Quart J. **40**, 170, 153—160, 1914.

Wm. R. Blair. Free air data at Mount Weather for April, May, June 1913. Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 3, 81—103, 1914.

William R. Blair. Summary of the free-air data obtained at Mount Weather for the five years from July 1, 1907, to June 30, 1912. Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 4, 111—194, 1914.

G. M. B. Dobson. Pilot balloon ascents at the central flying school, Upavon, during the year 1913. Quart. J. **40**, 170, 123—137, 1914.

Internationale Ballonfahrt vom 5. November 1913, 9. Januar, 2., 5., 6. Februar 1914. Bemannte und unbemannte Ballons. Wien. Anz. Nr. 10, S. 157—172, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im März 1914. Kgl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg, 122 m über N. N. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 4, 1914.

Dr. **Josef Reger.** Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im März 1914. Wetter **31**, 4, 88—90, 1914.

Prof. Dr. **E. Kleinschmidt,** Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im März 1914. Wetter **31**, 4, 90, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

W. J. Humphreys. Holes in the air. Ann. Rep. of the Shmithson Inst. 1912.

F. W. Lanchester. Catastrophical instability in aeroplanes. Sc. Amer. Suppl. 1914, February 14.

Prof. **N. Joukowsky.** Über die Tragflächen des Typus Antoinette. Bull. Soc. Imp. de Moscou. Année 1913. No. 1—3, 223—253. Moscou 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

J. N. Pring. The Occurrence of Ozone in the Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 204—219, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

A. Boutaric. Sur l'état thermique de l'atmosphère. C. R. **158**, 652—656, 1914.

L. Almstedt. Die Kälterückfälle im Mai und Juni. 8⁰. 32 S. u. 4 Tafeln. (Diss., Universit. Göttingen.) Braunschweig 1913. Friedr. Vieweg & Sohn.

R. Weidenhagen-Magdeburg. Mittlere Monats-Isothermen (C^0 8 h früh). Februar 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 4, 1914.

Dr. **K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse im Januar 1914 unter etwa 50^0 n. Br. Wetter **31**, 4, 88, 1914.

2 C2. Strahlung.

Frank W. Very. Solar radiation. Amer. J. of Sc. New Haven **36**, 607—635, 1913.

Herbert H. Kimball. Observations on the increase of insolation with elevation. Bull. of the Mount Weather Obs. **6**, 4, 107—110, 1914.

2 D. Luftdruck.

R. Weidenhagen-Magdeburg. Mittlere Monats-Isobaren, mm (Februar 1914). Kartenbeilage zu Wetter **31**, 4, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

Ph. Flajolet. Observations faites à l'observatoire de Lyon pendant l'ouragan du 22 février 1914. C. R. **158**, 744—746, 1914.

G. A. Loveland. The tornado of October 9, 1913 in Nebraska. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1528, 1913.

W. R. Bormann. Tornadoes in Wisconsin on October 10, 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1514, 1913.

The Jowa-Nebraska Tornadoes, March 23, 1912. Quart. J. **40**, 170, 164—165, 1914.

Tornado at Marong, near Bendigo, Victoria. Quart. J. **40**, 170, 168, 1914.

J. M. Cline. Storms in southeastern Louisiana, October 23, 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1546—1560, 1913.

E. V. Bower. The tornado of October 9, 1913 at Lebanon, Kans. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1528—1545, 1913.

2 F. Wasserdampf.

Filippo Eredia. La distribuzione stagionale e annuale della nebulosità in Italia. Lincei Rend. (5) **23** [1], 500—506, 1914.

2 G. Niederschläge.

G. Hellmann. Regenkarten der Provinzen Schleswig-Holstein und Hannover sowie von Oldenburg, Braunschweig, Hamburg, Bremen, Lübeck und vom Harz, mit erläuterndem Text und Tabellen. 2. Aufl. 8⁰. 36 S. (Nr. 270 d. Veröffentl. d. Königl. Preuß. Met. Inst.) Berlin 1912. D. Renner.

G. Nitsche. Der Ursprung der jährlichen Überschwemmungen im Ovamboland. Mitteil. a. d. Deutsch. Schutzgeb. **26**, 3, 1913.

C. D. Reed. Heavy rainstorms of 1913 at New York City. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1466—1478, 1913.

Rains of the Nile Basin. Quart. J. **40**, 170, 109—122, 1914.

J. M. Cline. Heavy rains and resultant floods in southwestern Louisiana, September 26 to October 4 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1546, 1913.

Excessive precipitation, October 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1634—1637. 1913.

B. Okasaki. Precipitation and run-off, Istikari river, Japan, with special relation to ice conditions. Engineer. News, New York **70**, 850—852, 1913.

The remarkable rainfall of Oct. 1, 1912, New York City. Engineer. News, New York **70**, 887, 1913.

The deficient rainfall in the summer of 1913. Engineer. News, New York **70**, 905, 1913.

A. G. Mc Adie. The rainfall of California. (University of California Publicat. in Geogr. **1**, No. 4. 8⁰.) p. 127—240. Berkeley 1914.

T. A. Blair. Rainfall and spring wheat. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1515—1528, 1913.

Gilbert T. Walker. Monthly and annual rainfall normals of number of rainy days. Indian met. dep. Mem. Calcutta **22**, Tl. 1, 1—201, u. Tl. 2, 203—401, 1913.

Dr. **K. Joester**-Berlin. Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 4, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

G. A. Carse and **G. Shearer.** Atmospheric electric potential results at Edinburgh during 1912. Proc. Roy. Soc. of Edinburgh **33**, 4, 317—333, 1914.

H. Nagaoka. Note on a Theory of Thunderstorms. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 228—231, 1914.



Dr. **Wilhelm Schmidt** in Wien. Über das Wesen des Donners. Wien. Anz. Nr. 10, S. 149—150, 1914.

A. Peter. Beschädigungen an Waldbäumen durch Einzelblitze über größere Bodenflächen. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1913, 539—551.

2 I. Meteorologische Optik.

Richard Greipel in Spachendorf. Eine merkwürdige Lichterscheinung über der Sonne. Wetter **31**, 4, 96, 1914.

C. A. A. Barnes. Peculiar lunar halo. Quart. J. **40**, 170, 163—164, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

E. A. Ansel. Beiträge zur Dynamik und Thermodynamik der Atmosphäre. 8⁰. 71 S. mit Wetterkarten. (Dissertat., Universit. Göttingen.) Göttingen 1913. Hubert & Co.

Prof. **V. Bjerknes.** Terminology in dynamic meteorology. Quart. J. **40**, 170, 160—162, 1914.

F. J. W. Whipple. Some units for dynamical meteorology. Quart. J. **40**, 170, 162—163, 1914.

Dionisio Puig y Soler. Dinámica atmosférica y barografiá de Europa. Barcelona 1913. 463 p. 4⁰. *

2 M. Praktische Meteorologie.

Prof. Dr. **Grossmann.** Wetterkarte und Wettervorhersage. Wetter **31**, 4, 74—87, 1914.

Prof. Dr. **Großmann**-Hamburg. Ausbau der Abonnement-Wettertelegramme am 1. Mai d. J. Wetter **31**, 4, 94—96, 1914.

Die Verläßlichkeit der Wetterprognosen. Das Weltall **14**, 9, 1914.

K. Schumacher. Einführung in die Wetterkunde und in das Verständnis der Wetterkarten. 8⁰. 55 S. m. 44 Fig., 3 Taf., 8 Wetterkarten u. 2 Wetterkartenformularen. Leipzig 1914. E. Wunderlich. (Preis 2 M.) *

Weather-forecasts and warnings for the month. October 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1608—1612, 1913.

Chimerical weather forecasting. Sc. Amer. New York **109**, 332, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

2 P. Klimatologie.

H. Arctowski. About climatical variations. Sill. J. **37**, 220, 305—316, 1914.

Influence of forest cover upon local climate. Quart. J. **40**, 170, 166—168, 1914.

Climatological summary for 12 districts. October 1913. Month. Weather. Rev. **41**, 10, 1466—1607, 1913.

Canadian climatological data. October 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1637, 1913.

Climatological data. U. S. Weather Bureau stations, October 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1631—1634, 1913.

Condensed climatological summary, October 1913. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1630—1631, 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

O. Pettersson. Studien in der Geophysik und der kosmischen Physik. Fortsetzung. Ann. d. Hydr. **42**, 4, 209—220, 1914.

Charles Moureu et **Adolphe Lepape.** Hélium des grisous et radioactivité des houilles. C. R. **158**, 598—603, 1914.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

R. D. Oldham. On the Effect of the Gangetic Alluvium on the Plumb-line in Northern India. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 32—41, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Henry Hollister Robinson. The San Franciscan volcanic field Arizona. Department of the Interior United States Geol. Surv. Professional Paper 76, Washington 1913.

3 F. Erdbeben.

W. Pechau. Über mikroseismische Bewegung. Phys. ZS. **15**, 415—416, 1914.

De Montessus de Ballore. Sur les phénomènes lumineux ayant accompagné le tremblement de terre de la Rauhe Alb, le 16 novembre 1911. C. R. **158**, 749—751, 1914.

Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Februar 1914. Wien. Anz. Nr. 10, S. 157, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

G. Angenheister. Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit magnetischer Störungen und Pulsationen. Bericht über die erdmagnetischen Schnellregistrierungen in Apia (Samoa) Batavia, Cheltenham und Tsingtau im September 1911. Nachr. d. Ges. d. Wissensch. Göttingen, Math.-phys. Kl., Heft 4, 1913, 565—581.

Prof. Dr. **Leyst.** Variationen und Störungen des Erdmagnetismus. (Mit 11 Taf.) Bull Soc. Imp. de Moscou. Année 1913. No. 1—3, S. 371—594. Moscou 1914.

C. Chree. Time Measurements of Magnetic Disturbances and their Interpretation. Proc. Phys. Soc. London **26**, 137—153, 1914.

Ph. Flajolet. Perturbations de la déclinaison magnétique à l'Observatoire de Lyon (Saint-Genis-Laval) pendant le quatrième trimestre de 1913. C. R. **158**, 819—821, 1914.



E. S. Chapman. On the diurnal variations of the earth's magnetism produced by the moon and sun. Philos. Trans. Roy. Soc. London (A) **213**.

C. Chree. Some phenomena of sunspots and of terrestrial magnetism. Part. II. Philos. Trans. Roy. Soc. London (A) **213**.

Die durch den Mond hervorgerufene Schwankung des Erdmagnetismus. Das Weltall **14**, 9, 1914.

Jaarboek. Vier-en-zestigste Jaargang. 1912. B. Aard-Magnetisme Kon. Nederlandsch. Met. Inst. No. 98. Utrecht 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

Emile Belot. Essai d'une théorie physique de la formation des océans et des continents primitifs. C. R. **158**, 647—649, 1914.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

W. v. Kesslitz. Die Gezeiten im Adriatischen Meere. Ann. d. Hydr. **42**, 4, 220, 1914.

Dr. **A. Defant.** Die Gezeiten im Adriatischen Meere. Ann. d. Hydr. **42**, 4, 220, 1914.

Dr. **Brehmer,** Hamburg. Tiden von langer Periode im mittleren Wasserstande der Ostsee zu Swinemünde. Ann. d. Hydr. **42**, 4, 183—209, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Prof. Dr. **M. Bamberger** und Prof. Dr. **K. Krüse.** Beiträge zur Kenntnis der Radioaktivität der Mineralquellen Tirols. (VI. Mitteilung.) Wien. Anz. Nr. 10, S. 145, 1914.

N. R. Taylor. Notes on the rivers of the Sacramento and San Joaquin Valleys. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1584—1585, 1913.

W. E. Bonnett. Notes on streams and weather of the opper San Joaquin watershed. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1585—1594, 1913.

Rivers and floods. Month. Weather Rev. **41**, 10, 1612—1613, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

E. Bénévent. Sur les encoches du verrou glaciaire. C. R. **158**, 742, 1914.

F. H. Lahee. Late paleozoic glaciation in the Boston Basin, Massachusetts. Sill. J. **37**, 220, 316—319, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. Juni 1914.** **Nr. 12.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 12 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 27. Mai bis 4. Juni 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Georg W. Berndt. Physikalisches Praktikum. I. Teil. Mechanik, Akustik, Wärme, Optik. 2. Aufl. Mit 75 Figuren. XXII u. 384 S. Jena, H. W. Schmidts Verlagsbuchhandlung, Gustav Tauscher, 1914. *

Clemens Schaefer. Einführung in die theoretische Physik. In zwei Bänden. Erster Band. Mechanik materieller Punkte, Mechanik starrer Körper und Mechanik der Kontinua (Elastizität und Hydrodynamik). Mit 249 Figuren im Text. XII u. 925 S. Leipzig, Verlag von Veit & Comp., 1914. (Preis 18 ℳ, geb. 20 ℳ.) *

L. Hänert. Physikalische Aufgaben der Artillerie, Navigation und des Schiffbaus. Beiheft zur angewandten Mechanik, Leitfaden der Naturlehre. Mit 32 Figuren. VI u. 86 S. Berlin, Ernst Siegfried Mittler & Sohn, 1914. (Preis 2 ℳ.) *

K. Keller. Johann Andreas Segner, der Vater der Turbinen. Beiträge zur Geschichte der Technik und Industrie 5, 1913. ZS. f. phys. Unterr. 27, 187—189, 1914.

Sir **Oliver Lodge.** Radioaktivität und Kontinuität. Zwei Vorträge. I. Die Entdeckung der Radioaktivität und deren Einfluß auf die Entwickelung der Physikalischen Wissenschaft. Becquerel-Gedächtnisrede, gehalten am 17. Oktober 1912 vor der Chemical Society. II. Kontinuität. Eröffnungsrede, gehalten auf der Versammlung der British Association zu Birmingham, 1913. 217 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1914. *

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Otfried Praetorius. Tafelwage und Zeigerwage. ZS. f. phys. Unterr. 27, 172—174, 1914.



K. Roland. Ein Versuch über die Abhängigkeit der Schwingungszeit eines Fadenpendels von der darauf wirkenden Kraft. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 157—161, 1914.

Klein. Pompe à mercure automatique. Journ. de phys. (5) **4**, 293—298, 1914.

F. Zander. Abänderung des Foucaultschen Interruptors. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 180, 1914.

F. Zander. Modell einer Differentialbogenlampe. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 180, 1914.

C. Asmus. Ein Drehspulgalvanometer für Selbstanfertigung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 177—179, 1914.

H. Rebenstorff. Zur Verwendung von Isolierband (Lassoband). ZS. f. phys. Unterr. **27**, 174—177, 1914.

R. Danneberg. Verwendung des photographischen Apparates zu Aufnahmen bewegter Körper im Lichte der Wechselstrombogenlampe. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 148—156, 1914.

Gotthelf Leimbach. Eine neue Demonstrations-Apparatur für kurze elektrische Wellen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 141—148, 1914.

Harry Schmidt und **Adolf Johannsen.** Ein einfaches Becquerelsches Phosphoroskop. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 181—182, 1914.

Ludwig Nagele. Die Bestimmung von $\frac{C_p}{C_v}$ im Mittelschulunterricht. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 161—163, 1914.

3. Maß und Messen.

Ch. Lallemand. Sur la question du litre. C. R. **158**, 1297—1301, 1914.

H. v. Sanden. Praktische Analysis. XIX u. 185 S. Leipzig, Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Handbuch der angewandten Mathematik, herausgegeben von H. E. Timerding, I.) (Preis 3,60 *M*, geb. 4,20 *M*.) *

Marcello v. Pirani. Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik Mit 58 Figuren. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung G. m. b. H., 1914. (Sammlung Göschen, Nr. 728.) (Preis geb. 0,90 *M*.) *

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Heinrich Brell und **Ernst Schenkl.** Eine Bemerkung zur Anwendung der Prinzipe der Mechanik auf unfreie Systeme. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 479—481, 1914.

J. G. Gray. Some Gyrostatic Devices for the Control of Moving Bodies. Phys. Soc. London, May 8, 1914. [Chem. News **109**, 249, 1914.

A. Del Re. Sulle posizioni di equilibrio dei corpi solidi ad n dimensioni soggetti ad un sistema astatico di forze. Nota I. Rend. Napoli (3) **20**, 25—31, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Louis Roy. Sur le mouvement longitudinal des fils flexibles. Journ. de phys. (5) **4**, 268—277, 1914.

C. E. Stromeyer. The determination of elastic limits under alternating stress conditions. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Nature **93**, 340, 1914.

E. N. Da C. Andrade. Flow in Metals Subjected to Large Constant Stresses. Roy. Soc. London, May 7, 1914. [Chem. News **109**, 247, 1914.

Ivar Malmborg. Untersuchung der Stoßdämpfungsfähigkeit verschiedener Materialien bei wechselnder Belastung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 337—368, 1914.

6. Hydromechanik.

Walther Sorkau. Zur Kenntnis der Turbulenzreibung. Phys. ZS. **15**, 582—587, 1914.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

Leitfaden für den Unterricht in der Artillerie auf der Marineschule, Schiffsartillerie-Schule und an Bord der Schulschiffe. Zweiter Teil. Pulverlehre, theoretische Ballistik, angewandte Ballistik und Schußwirkung. Herausgegeben von der Inspektion des Bildungswesens der Marine. 5. Aufl. VI u. 145 S. Berlin, Ernst Siegfried Mittler & Sohn, 1914. (Preis 3,25 ℳ. geb. 4 ℳ.) *

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Francis W. Gray. A Manual of practical physical chemistry. 228 S. London, Macmillan 1914. (Preis 4 s. 6 d.) *

K. Fajans. Nachtrag zu dem Aufsatz: „Die Radioelemente und das periodische System". Die Naturwissenschaften **2**, 543—544, 1914.

Frederick Soddy. Die Chemie der Radio-Elemente. Deutsch von Max Iklé. Zweiter Teil. Die Radio-Elemente und das Periodische Gesetz. 58 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1914. *

F. H. Loring. Radio-atoms: their atomic weights and valencies. Chem. News **109**, 241—242, 1914.

Frederick Soddy and **Henry Hyman.** The Atomic Weight of Lead from Ceylon Thorite. Journ. chem. soc. **105**, 1402—1408, 1914.

Henry Vincent Aird Briscoe and **Harry Frank Victor Little.** The Atomic Weight of Vanadium. Journ. Chem. Soc. **105**, 1310—1334, 1914.

Oechsner de Coninck et **Gérard.** Détermination du poids atomique du nickel. C. R. 158, 1345—1346, 1914.

J. W. Nicholson. Sur les poids atomiques des éléments des nébuleuses. C. R. **158**, 1322—1323, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Roland Edgar Slade. Studies of Ammonium Solutions. A Correction. Journ. Chem. Soc. **105**, 1351—1353, 1914.

René Constantin. Fluctuations de concentration dans une émulsion colloïdale. C. R. **158**, 1341—1343, 1914.

Carlo Sandonnini. Thermische Analyse der binären Gemische von Chloriden einwertiger und zweiwertiger Metalle. Gazz. chim. ital. **44** [1], 290—386, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 1871—1872.

Alexander Findlay and **George King.** Rate of Evolution of Gases from Supersaturated Solutions. Part II. Carbon Dioxide in Solutions of Gelatin and of Starch. Journ. Chem. Soc. **105**, 1297—1303, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

A. Norman Shaw. A Determination of the Electromotive Force of the Weston Normal Cell in Semiabsolute Volts. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 240—242, 1914.

A. Sieverts und **W. Wippelmann.** Die schnellelektrolytische Trennung des Kupfers von Arsen. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 169—174, 1914.

4. Photochemie.

André Helbronner et **Gustave Bernstein.** Sur la vulcanisation des solutions de caoutchouc par les rayons ultraviolets. C. R. **158**, 1343—1345, 1914.

5. Thermochemie.

W. M. Thornton. The Electrical Ignition of Gaseous Mixtures. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 272—297, 1914.

H. Braune und **F. Koref.** Messung der Bildungswärmen von Blei- und Silberhalogeniden und ihre Anwendung zur Prüfung des Nernstschen Wärmetheorems. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 175—197, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

O. Lehmann. Zentralkraft- und Richtkraftoberflächenspannung bei flüssigen Kristallen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 443—448, 1914.

G. Tammann. Ein Verfahren zur Erzeugung spontaner Kristallisation. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 248—252, 1914.

G. K. Burgess and **J. J. Crowe.** Critical ranges A 2 and A 3 of pure iron. S.-A. Bull. Bur. of Stand. **10**, 315—368, 1914.

Crellyn Colgrave Bissett. The System Silver-Silver Sulphide. Journ. Chem. Soc. **105**, 1223—1228, 1914.

Charles Edward Roberts. The Alloys of Aluminium and Silicon. Journ. Chem. Soc. **105**, 1383—1386, 1914.

Kurt Treis. Kristallographische und thermische Untersuchungen von Systemen aus Bleichlorid und Chloriden einwertiger Metalle. Neues Jahrb. f. Min. **37**, Beil.-Bd., 766—818, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

André Léauté. Sur la théorie mathématique du fonctionnement des lignes électriques formées de deux tronçons différents. C. R. **158**, 1334—1336, 1914.

S. Boguslawski. Pyroelektrizität auf Grund der Quantentheorie. Phys. ZS. **15**, 569—572, 1914.

Franz Skaupy. Berichtigung zu meiner Arbeit: „Elektrizitätsleitung in Metallen". Berechnung des Elektronenradius mit Hilfe der Stokesschen Formel. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 494, 1914.

Punt. Elektrotechnisches Merkbuch für Artillerie-Spezialisten der Kaiserlichen Marine. Mit 80 Abbildungen. VIII u. 97 S. Berlin, Ernst Siegfried Mittler & Sohn, 1914. (Preis 2 ℳ.) *

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

W. A. Douglas Rudge. On the Electrification Produced during the Raising of a Cloud of Dust. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 256—272, 1914.

3. Elektrostatik.

Sir **Joseph Larmor** and **J. S. B. Larmor.** On Protection from Lightning and the Range of Protection afforded by Lightning Rods. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 312—318, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

A. F. Wagner. Eine Untersuchung der magnetischen Permeabilität bei niedriger Induktionsdichte mit dem Burrowsschen kompensierten Doppelstab und Jochpermeameter. (A Study of Magnetic Permeability at low Induction Denoities by means of the Burrows Compensated Double Bar an Yoke Permeameter.) Phys. ZS. **15**, 587—591, 1914.

5. Apparate.

Alexandre Dufour. Sur un oscillographe cathodique. C. R. **158**, 1339—1341, 1914.

A. Krause. Ein Universalschalter. Phys. ZS. **15**, 593—594, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

W. M. Thornton. The Electrical Ignition of Gaseous Mixtures. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 272—297, 1914.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Franz Skaupy. Berichtigung zu meiner Arbeit: „Elektrizitätsleitung in Metallen". Berechnung des Elektronenradius mit Hilfe der Stokesschen Formel. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 494, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Augusto Righi. Experimentaluntersuchungen über die magnetischen Strahlen in verschiedenen Gasen und Gasgemischen. II. (Ricerche sperimentali sui raggi magnetici in diversi gas e miscugli gassosi.) Phys. ZS. **15**, 558—563, 1914.



W. Schottky. Eine Methode zur exakten Bestimmung von Kontaktdifferenzen im Vakuum. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 482—485, 1914.
H. Sirk. Ein Druckgefälle im Glimmstrom bei Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes. Ann. d. Phys. (4) **44**, 437—464, 1914.
W. Schottky. Über Grenzpotentiale bei zylindrischen Elektroden. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 490—494, 1914.
A. Wehnelt und **E. Liebreich.** Über die Energie der Elektronenemission glühender Körper. Phys. ZS. **15**, 548—558, 1914.
J. De Kowalski. L'étincelle oscillante comme source économique de rayons ultraviolets. C. R. **158**, 1337—1339, 1914.
Sir **Joseph Larmor** and **J. S. B. Larmor.** On Protection from Lightning and the Range of Protection afforded by Lightning Rods. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 312—318, 1914.
A. Harnack. Die Anwendung des nichtkondensierten Funkens für Metallspektren als neue Methode zur Erzeugung von „Flammenspektren". Phys. ZS. **15**, 578—581, 1914.
J. Franck und **G. Hertz.** Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und den Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung derselben. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 457—467, 1914.
G. W. C. Kaye and **W. F. Higgins.** The emission of electricity from various substances at high temperatures. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Nature **93**, 340, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

W. M. Hicks. The effect of the magneton in the scattering of α rays. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Nature **93**, 340, 1914.
Charles E. S. Phillips. Action of Radium Rays on Bakelite. Nature **93**, 295, 1914.
Frederick Soddy and **Henry Hyman.** The Atomic Weight of Lead from Ceylon Thorite. Journ. Chem. Soc. **105**, 1402—1408, 1914.
K. Fajans. Nachtrag zu dem Aufsatz: „Die Radioelemente und das periodische System". Die Naturwissenschaften **2**, 543—544, 1914.
F. H. Loring. Radio-atoms: their atomic weights and valencies. Chem. News **109**, 241—242, 1914.
Frederick Soddy. Die Chemie der Radioelemente. Deutsch von **Max Iklé.** Zweiter Teil. Die Radioelemente und das Periodische Gesetz. 85 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1914.
W. Block. Das Radium und seine Bedeutung für Wissenschaft und Leben. Leipzig 1914. (Preis 1 ℳ.)
P. Ludewig. Die Meßtechnik im Röntgenwesen. Die Naturwissenschaften **2**, 550—554, 1914.
Josef Rosenthal. Einiges zur Frage der Strahlentiefentherapie. S.-A. Münch. med. Wochenschr. 1914, 1058—1060.
Maurice de Broglie. Sur les spectres des rayons de Röntgen obtenus au moyen de lames de mica. Journ. de phys. (5) **4**, 265—267, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

J. R. Ashworth. Note on the intrinsic field of a magnet. Manchester Soc., May 12, 1914. [Nature **93**, 314, 1914.
Paul Philipp. Untersuchungen über Magnetisierungszahlen von Salzen der Eisengruppe und ihre Abhängigkeit von der Konzentration. 20 S. Diss. Rostock 1914. S.-A. Rostocker Ber. (N. F.) **6**, 1914.
Ernest Wilson. Properties of Magnetically-shielded Iron as Affected by Temperature. Roy. Soc. London, May 7, 1914. [Chem. News **109**, 248, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

13. Schnelle elektrische Schwingnngen.

H. Rein. Ein Beitrag zur Frage der elektrischen Abstimmfähigkeit der verschiedenen radiotelegraphischen Systeme. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 393—405, 1914.

W. Eccles. Transmission of Electric Waves Round the Bend of the Earth. Nature **93**, 321, 1914.

W. v. Ignatowsky. Zur Theorie der Gitter. Ann. d. Phys. (4) **44**, 369—436, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

Ferdinand Schmidt. Über die aktinodielektrische Wirkung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 477—496, 1914.

J. C. Mc Lennan and **A. R. Mc Leod.** On the Mercury Green Line $\lambda = 5461$ Resolved by Glass and Quartz Lummer Plates and on its Zeeman Constituents. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 243—255, 1914.

J. Stark. Feinzerlegung von Wasserstofflinien durch das elektrische Feld. Die Naturwissenschaften **2**, 542—543, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Paul S. Epstein. Lichtdruck auf die vollkommen leitende Halbebene. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 449—456, 1914.

R. A. Houstoun. The Dispersion of a Light Pulse by a Prism. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 298—312, 1914.

Léon Brillouin. Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène. C. R. **158**, 1331—1334, 1914.

W. R. Bower. A Graphic Treatment of Cusped Wave fronts, and of the Rainbow. Phys. Soc. London, May 8, 1914. [Chem. News **109**, 250, 1914.

W. v. Ignatowsky. Zur Theorie der Gitter. Ann. d. Phys. (4) **44**, 369—436, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

E. Klupathy. Über eine Projektionseinrichtung zur gleichzeitigen Projektion horizontaler und vertikaler Gegenstände. Phys. ZS. **15**, 594—595, 1914.

Ch. Féry. Le prisme à faces courbes et ses applications. Journ. de phys. (5) **4**, 261—265, 1914.

Hugo Krüß. Der Gitterlichtschwächer. Journ. f. Gasbel. **57**, 457—458, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

R. A. Houstoun. The Dispersion of a Light Pulse by a Prism. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 298—312, 1914.

W. Planck. Absorptions- und Brechungsindices dünner Kupferschichten. Phys. ZS. **15**, 563—569, 1914.

Paul Pascal. Contribution à l'étude des graisses. II. Indices de réfraction des mélanges d'acides palmitique, stéarique et oléique. Bull. soc. chim. (4) **15**, 397—401, 1914.



4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

W. v. Ignatowsky. Zur Theorie der Gitter. Ann. d. Phys. (4) **44**, 369—436, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

H. E. Merwin. The optical properties of azurite and alamosite. Journ. Washington Acad. **4**, 253—254, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

J. Stark. Bemerkung zum Bogen- und Funkenspektrum des Heliums. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 468—474, 1914.

J. C. Mc Lennan and **A. R. Mc Leod.** On the Mercury Green Line $\lambda = 5461$ Resolved by Glass and Quartz Lummer Plates and on its Zeeman Constituents. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 243—255, 1914.

M. Cantone. Ricerche sulla riga verde del mercurio. Rend. Napoli (3) **19**, 271—278, 1913.

W. Grotrian und **C. Runge.** Die sogenannten Cyanbanden. Phys. ZS. **15**, 545—548, 1914.

J. W. Nicholson. Sur les poids atomiques des éléments des nébuleuses. C. R. **158**, 1322—1323, 1914.

A. Harnack. Die Anwendung des nichtkondensierten Funkens für Metallspektren als neue Methode zur Erzeugung von „Flammenspektren". Phys. ZS. **15**, 578—581, 1914.

R. J. Strutt. Luminous vapours distilled from the arc, with applications to the study of spectrum series and their origin. I. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Nature **93**, 340, 1914.

W. Planck. Absorptions- und Brechungsindices dünner Kupferschichten. Phys. ZS. **15**, 563—569, 1914.

F. R. Lankshear. The chemical significance of absorption spectra and a new quantitative method of measuring them. Manchester Soc., May 12, 1914. [Nature **93**, 314, 1914.

A. de Malinowski. Sur l'absorption du rayonnement par résonance de la vapeur de mercure. Journ. de phys. (5) **4**, 277—286, 1914.

John Edward Purvis. The Absorption Spectra of Various Substances Containing Two, Three, and Four Benzene Nuclei. Journ. Chem. Soc. **105**, 1372—1383, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

R. W. Wood und **G. A. Hemsalech.** Die durch Ultra-Schumann-Wellen erregte Fluorescenz von Gasen. (The Fluorescence of Gases excited by Ultra-Schumann-Waves.) Phys. ZS. **15**, 572—578, 1914.

Umberto Pierantoni. La luce degli insetti luminosi e la simbiosi ereditaria. Rend. Napoli (3) **20**, 15—21, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Angelika Székely de Doba. Ableitung der Grundgleichungen der Thermoelastizität aus dem Prinzip der kleinsten Wirkung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 475—478, 1914.

Karl Czukor. Elementare Ableitung des Nernstschen Theorems. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 486—489, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Thadée Peczalski. Échelle exponentielle des températures. Journ. de phys. (5) **4**, 286—292, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Erich Tiede und **Erich Birnbräuer.** Spezielle Arbeitsmethoden zur Erzeugung hoher Temperaturen im Vakuum und das Verhalten einiger Metalle, Oxyde und Carbide bei denselben. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 129—168, 1914.

M. M. Picon. Préparation du pentine normal. Remarques sur les points de fusion et d'ébullition des premiers termes des carbures acétyléniques vrais normaux. C. R. **158**, 1346—1349, 1914.

K. Fuji and **T. Mizoguchi.** A Method of Determining the Melting or Solidifying Range of Temperatures of Lava by the Measurement of Electric Conductivity. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 243—250, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Paul Schübel. Über die Wärmekapazität von Metallen und Metallverbindungen zwischen 18 bis 600°. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 81—119, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Edward C. Pickering. The study of the stars. Address of the president to the Amer. Assoc. for the Advancement of Science, Atlanta Meeting, December 1913. Repr. from Science **39**, No. 992, 1—9, 1914.

Schwarzschild. Über die Häufigkeit und Leuchtkraft der Sterne von verschiedenem Spektraltypus. Sitzber. Akad. d. Wissenschaft Berlin, 17, 18, 489, 1914.

W. Zurhellen. Zur Frage der astronomischen Kriterien der Lichtgeschwindigkeit. Astr. Nachr. **198**, 4729, 2—10, 1914.

Adolf Hnatek. Eine Relation zwischen Sterntemperatur und Sterndurchmesser. Astr. Nachr. **198**, 4731, 35—46, 1914.

C. Luplau Janssen. Sterngeschwindigkeiten und Sterntemperaturen. Astr. Nachr. **198**, 4728, 387—390, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

Prof. Dr. **P. Schwahn,** Berlin. Der Mond als Gestirn und Weltkörper. Mit 4 Abbild. Fortsetzung von S. 258 und Schluß. Himmel u. Erde **26**, 7, 302—317, 1914.

K. Graff. Einige Bemerkungen zur Erdalbedo und der Helligkeit des Vollmondes. Astr. Nachr. **198**, 4729, 11—14.

Edward C. Pickering. A correction to the physical ephemeris of mars. Harvard Coll. Obs. Circular 181.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

G. Müller. Zur Frage einer langperiodischen Veränderlichkeit der Sonnenintensität. Astr. Nachr. **198**, 4728, 186—187, 1914.

E. Opik. Zur Theorie der Sonnenstrahlung. Über den Grund der Schwächung der Strahlungsintensität am Rande der Sonnenscheibe. Astr. Nachr. **198**, 4732, 50—63, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Lehrer **C. Liese.** Ein Meteorfall in Hessen. Wetter **31**, 5, 120, 1914.

W. M. Foote. Note on a new meteoric iron from Mount Edith, Ashburton District, West Australia. Sill. J. **37**, 221, 391—399, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

M. Hall. The zodiacal light. Bull. Mount. Weather Obs. **6**, 3, 1914.

Does the zodiacal light come from any part of the earth's atmosphere? Bull. Mount Weather Obs. **6**, 3, 1914.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

E. v. Rijckevorsel. Konstant auftretende sekundäre Maxima und Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen. Nederl. Met. Inst. Mededeel. en Verhandel. No. 17.

A. Mc Adie. Some facts and problems regarding our atmosphere. Sc. Amer. Suppl., April 4, 1914.

Intensity of Hertzian waves varies according to the weather. Sc. Amer. Suppl. March 28, 1914.

H. Hörbiger. Wirbelstürme, Wetterstürze, Hagelkatastrophen und Marskanal-Verdoppelungen. Eine auszugsweise Teilerklärung aus dem einheitlich durchgearbeiteten Grundgedanken eines kosmischen Neptunismus. 8⁰. 77 S. mit 25 Fig. und ein Geleitwort von F. Fauth. Kaiserslautern 1913. H. Kayser.

C. Krifka in Wien. Krieg und Wetter. Wetter **31**, 5, 114—119, 1914.

Der milde Winter in England. Met. Z. **31**, 4, 198, 1914.

Alfred Wegener. Staubwirbel auf Island. Met. ZS. **31**, 4, 199—201, 1914.

Der Februar 1914 in England. Met. ZS. **31**, 4, 198, 1914.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de mars 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 4, 393—396.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de Mars 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 4, 389—393, 1914.

Raoûl Gautier. Résumé météorologique de l'année 1913 pour Genève et le Grand Saint-Bernard. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 4, 347—369, 1914.

Gorría y Royan, Hermenegildo. Notas para el avance del mapa meteorologico de Cataluna. Barcelona 1913, 15 p. map. 4⁰. (Memorias de la Real academia de siencias yartes de Barcelona, 3a época, **10**, núm. 17.)

Armin O. Leuschner. Twenty-five-year synopsis of the meteorological observations made at Berkeley from July 1, 1887 to June 30, 1912. Univers. of California Publicat. in Geogr. **1**, 5, 241—246, 1914.

William Gardner Reed. Report of the meteorological station at Berkeley, California for the year ending, June 30, 1913. Univ. of California Publicat. in Geogr. **1**, **6**, 247—306, 1914.

C. F. von Herrmann. Climatic summary for the year 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1812—1824, 1913.

H. J. Cox. Climatic summary for the year 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1839, 1913.

Osservazioni meteorologiche fatte nella R. Specola di Brera. Gennaio, Febbraio 1914. Rend. R. Ist. Lomb. (2) **47**, No. 5 u. 6, 231—232 u. 279—280, 1914.

Dr. **K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im März 1914. Wetter **31**, 5, 110—111, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

H. Hergesell. Die Ermittlung der Vertikalbewegungen der Atmosphäre und deren Turbulenz durch einen gefesselten Pilotballon. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmos. 1914, **6**, 4.

H. Hergesell. Die Messung der Vertikalbewegungen der Atmosphäre durch Pilotballone. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmos. **6**, 4, 1914.

H. Hergesell. Aerologische Studien im arktischen Sommer. Beitr. z. Phys. d. fr. Atmos. **6**, 4, 1914.

W. N. Shaw. Upper air calculus and the british soundings during the international week May 5—10 1913. Journ. Scott. Met. Soc. (3) **16**, 30.

H. U. Sverdrup. Ausgedehnte Inversionsschichten in der freien Atmosphäre. Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig. (2), Heft 3.

J. v. Hann. Die Temperatur der Atmosphäre in großen Höhen über Uccle (Brüssel) und Batavia bis zu 17 km. Met. ZS. **31**, 4, 201—202, 1914.

Dr. **P. Perlewitz.** Erforschung der Luftströmungen durch die Flugbahnen der Freiballone. Wetter **31**, 5, 97—108, 1914.

Georg Lutze und **Emil Everling** unter Mitwirkung von A. Wigand und G. Jenrich. Physikalische Untersuchungen im Freiballon. Die luftelektrische Empfangsstörung, sowie die Intensitätsverteilung elektromagnetischer Wellen für verschiedene Höhen und Luftschichten nach Simultanmessungen am Erdboden und in zwei Ballonen. Mit gleichzeitiger Beobachtung der Kondensationskernzahl, der luftelektrischen Zertreuung und des Potentialgefälles. Halle a./S. 1913.

Dr. **Josef Reger,** Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im April 1914. Wetter **31**, 5, 111—113, 1914.

Prof. Dr. **C. Kleinschmidt,** Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im April 1914. Wetter **31**, 5, 113, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

F. Bendemann und **E. Everling.** 6. Bericht der deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V. Die Arbeitsgleichung des Flugzeuges. S.-A. Zeitschrift für Flug und Motorluftf. Heft 8, 1914.

Admir.-Rat Prof. Dr. **E. Kohlschütter.** Die Scheimpflug-Kammerersche Landvermessung an Luftfahrzeugen. Peterm. Mitt. **60**, Heft Mai, 272—274, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

W. F. G. Swann. The measurement of atmospheric conductivity, together with certain remarks on the theory of atmospheric radioactive measurement. Terr. Magn. March 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

A. Woeikof. Temperatur Ende Januar und im Februar 1914 in Rußland. Met. ZS. **31**, 4, 196—197, 1914.

J. Liznar. Zur Erklärung der Frage, ob die Berggipfel kälter sind als die freie Atmosphäre. Met. ZS. **31**, 4, 201, 1914.

Dr. **K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse im Februar 1914 unter etwa 50° n. Br. Wetter **31**, 5, 111, 1914.

R. Weidenhagen-Magdeburg. Mittlere Monatsisothermen (C°) 8^h früh März 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 5, 1914.

2 C2. Strahlung.

F. Lindholm. Extinction des radiations solaires dans l'atmosphère terrestre. Étude basée sur les observations spectrobolométriques faites a l'institut des Physique d'Upsala pendant l'année 1912. Upsala 1913. 4°. 93 S., 2 Taf. [Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsala. Ser. IV, Vol. 3, Nr. 6. Met. ZS. **31**, 4, 205—207, 1914. Ref. Marten.

Sonnenstrahlungs-Messungen im Ballon. Met. ZS. **31**, 4, 204—205, 1914.

2 D. Luftdruck.

H. Arctowski. The annual variation of atmospheric pressure in the United States. Bull. Amer. Geogr. Soc. No. 4, 1914.

R. Weidenhagen in Magdeburg. Mittlere Monats-Isobaren mm, März 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 5, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

Prof. Dr. **Grosse** in Bremen. Zur Kenntnis der Böen. Wetter **31**, 5, 108—109, 1914.

Typical cyclones of the Arabian Sea and the Bay of Bengal. London, Month. Met. Chart. Ind. Ocean 1914, May.

A. Woeikof. Der Sturm am 13. März am Asowschen Meere. Met. ZS. **31**, 4, 197, 1914.

2 F. Wasserdampf.

Hermann Bongards. Über eine Beziehung zwischen Nebelhäufigkeit und Gehalt der Atmosphäre an radioaktiven Zerfallsprodukten. Met. ZS. **31**, 4, 189—190, 1914.

2 G. Niederschläge.

Grohmann. Steht die Niederschlagsmenge noch im Einklange mit dem Wasserverbrauch der Bevölkerung, Industrie und Landwirtschaft? 8^0. 15 S. Leipzig 1913. Reichenbachsche Verlagsbuchhandlung. 0,50 ℳ. *

Niederschlags-Verteilung in Bayern. Mittlerer Jahresniederschlag des zehnjährigen Zeitraumes 1901—1910. München 1912.

J. v. Hann. Große Regenmengen in kurzer Zeit. Met. ZS. **31**, 4, 196, 1914.

Lehrer **C. Liese.** Eisregen am 14. Februar 1914. Wetter **31**, 5, 119—120, 1914.

A. J. Henry. Secular variation of precipitation in the United States. Bull. Amer. Geogr. Soc. Nr. 3, 1914.

Excessive precipitation. December 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1950—1952, 1913.

Dr. **K. Joester** in Berlin. Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm, März 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 5, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

2 I. Meteorologische Optik.

A. Wigand. Das ultravioletto Ende des Sonnenspektrums in verschiedenen Höhen bis 9000 m. Ref. Met. ZS. **31**, 4, 192—193, 1914.

R. Schachenmeier. Über den heutigen Stand der Theorie des Regenbogens. Die Naturwissensch. Heft 16, 1914.

S. Fujiwhara. On the horizontal rainbow. J. Met. Soc. Japan No. 3, 1914.

F. Riharz. Brockengespenst, Ballonschatten und ihr Lichtmaximum. Met. ZS. **31**, 4, 188—189, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Witterungsgegensätze zwischen dem Inneren eines Barometermaximums und dessen Nordwestseite. Met. ZS. **31**, 4, 197—198, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

Th. Hesselberg und **H. U. Sverdrup.** Über den Einfluß der Gebirge auf die Luftbewegung längs der Erdoberfläche und auf die Druckverteilung. Veröff. des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig. V. Bjerknes. Leipzig 1914.

Wilhelm Schmidt. Über Luftwogen. I. Variogramme von Innsbruck. Met. ZS. **31**, 4, 170—186, 1914.

W. N. Shaw. Principia atmospherica. A study of the circulation of the atmosphere. Proc. Roy. Soc. Edinburgh **34**, 1, No. 9, 1913/14.

Johannes Letzmann. Ein merkwürdiger Böentypus mit horizontaler Achse, beobachtet in Livland am 21. September 1913. Met. ZS. **31**, 4, 186—188, 1914.

W. Köppen. Die Beziehungen zwischen Druck, Temperatur, Luftströmung und Depressionsbahn. Ann. d. Hydr. **42**, 5, 247—255, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

H. Johannsen, Lübeck. Können wir das Wetter in Gewalt bekommen? 8⁰. 19 S. Lübeck 1913. Charles Coleman. (Preis 0,75 ℳ.) *

C. Schulz. Zum weiteren Ausbau der Wetterkunde. Unter Bezugnahme auf den Sommer 1913. 8 : 20. Hannover 1914. Göhmannsche Buchdr. *

Weather, forecasts and warnings for the month December 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1940—1943, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Alfred Roschkott. Cirrus und Sonnenflecken. Met. ZS. **31**, 4, 204, 1914.

Shinzo Shinjo. Meteoreinfälle als Ursache des vermuteten Zurückhaltens der obersten Atmosphäre. Mem. of the Coll. of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. **6**, 2, 13—24, 1914.

A. Wolfer. Provisorische Sonnenflecken-Relativzahlen für das erste Quartal 1914. Met. ZS. **31**, 4, 190, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

Wilhelm Schmidt. Vergleich der Hauptbarometer der meteorologischen Zentralanstalten in Wien, Budapest, Sofia, Athen und Rom. Met. ZS. **31**, 4, 202—203, 1914.

J. Maurer. Der Sonnenscheinchronograph. Met. ZS. **31**, 193—196, 1914.

2 P. Klimatologie.

O. Pettersson. Studien in der Geophysik und der kosmischen Physik. (Schluß.) (Hierzu Tafel 12 u. 13.) Ann. d. Hydr. **42**, 5, 255—270, 1914.

F. Sávoly. Die meteorologischen Grundlagen der hygienischen und therapeutischen Schätzung des maritimen Klimas. (In ungar. Sprache.) „A Tenger“, 1—12, 1914. *

W. Knoche. Bemerkungen zum Klima der Osterinsel. Public. Inst. Centr. Met. usw. de Chile, No. 4.

V. Conrad. Klimatographie von Kärnten. 4⁰. 139 S. Wien 1913. K. K. Zentralanstalt für Meteorologie u. Geodynamik. Klimatographie von Österreich. VI. Gerold & Co.

A. Woeikof. Klima des südlichen Sibirien. Met. ZS. **31**, **4**, 161—169, 1914.

J. v. Hann. Zum Klima von Albanien: Durazzo, Valona. Met. ZS. **31**, 4, 191—192, 1914.

Henryk Arctowski. Studies on climate and crops. Corn crops in the U. S. Repr. from the Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **44**, Oct. 1912.

Henryk Arctowski. On some climatic changes recorded in New York City. Repr. from the Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **45**, Febr. 1913.

Climatological summary for 12 districts for December 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1800—1939, 1913.

Condensed climatological summary, Dec. 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1946, 1913.

Climatological data. U. S. Weather Bureau stations. December 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1947—1950, 1913.

Canadian climatological data, December 1913. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1952, 1913.

H. A. Hunt, G. Taylor and **E. T. Quayle.** The climate and weather of Australia. 8^0. 93 p. Melbourne. 5 sh. *

G. Houzel. Climatologie de la France. 8^0. 59 p. Paris 1913. Vigot Frères. 1,60 *M*. *

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Grove Karl Gilbert. Interpretation of anomalies of gravity. Dep. of the Interior U. S. Geol. Surv. Professional paper 85. C. Washington 1913.

Gustav Heinrich Angenheister. Über die dreijährige Luftdruckschwankung und ihren Zusammenhang mit Polschwankungen. Vorläufige Mitteilung. 13 p. 3^0. (Aus den Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, math.-phys. Kl., 1914.)

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

Größte Bodenfrosttiefen in Bayern. Ermittelt aus Messungen an 1430 Froststationen während der Winter 1905/06 bis 1912/13. München 1913. K. Hydrotechnisches Bureau.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Leyst. Variationen und Störungen des Erdmagnetismus. Bull. Soc. Imp. d. Naturalistes, Moskau, Nr. 1 bis 3, 1913.

Frances E. Nipher. Variations in the earth's magnetic field. XXI—XXIV plates. 8^0. Transactions of the Academy of science of St. Louis. **22**, 4, 109—124, 1913.

L. A. Bauer. Regarding improvement of appliances for measurement of the earth's magnetic elements by magnetic and electric methods. Terr. Magn. 1914, March.

A. Schuster. On a new method of determining the earth's horizontal magnetic force. Terr. Magn., March 1914.

O. H. Tittmann. Principal magnetic storms recorded at the Cheltenham Magnetic Observatory, July to December 31, 1913. Terr. Magn. March 1914.

S. Chapman. The moons influence on the earth's magnetism. Terr. Magn. March 1914.

W. Walker. The diurnal variation of terrestrial magnetism. Proc. Roy. Soc. London (A) **89** (1914.)

E. Touchet. Les aurores polaires et le cinématographe. La Nature, Mars 21, 1914.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Hihalmi Harmos (in ungar. Sprache). Die neuen Theorien der Flut und Ebbe des Mittelmeeres. „A Tenger", 1 u. 2, 1914.
R. H. Hellström. Bidrag till könnedomen ar isforhallandena i Bottenhavet, vint varna 1899—1909. „Fennia", Vol. 33, 1912/13.
A. Defant. Zur Theorie der Gezeiten im Adriatischen Meere. Ann. d. Hydr. **42**, 5, 270—282, 1914.
G. Feruglio. Tabelle der Korrektionen für die Umkippthermometer. Ann. d. Hydr. **42**, 5, 294, 1914.
Dr. **B. Schulz.** Bemerkungen zur vorstehenden Erwiderung von G. Ferruglio. Ann. d. Hydr. **42**, 5, 294, 1914.
G. Baudelon. Étude de la saison anormale de glaces de 1912 dans l'Océan Atlantique, October 1912. 8°. 16 p. Paris 1912. Imprimerie Labure. 0,50 *M*.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Riversand floods. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1943, 1913.
W. E. Bonnett. Notes on streams and weather of the upper San Joaquin watershed. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1917—1926, 1913.
N. R. Taylor. Notes on the rivers of the Sacramento and San Joaquin Valleys. Month. Weather Rev. **41**, 12, 1917, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Dr. **W. Brennecke.** Die Eisverhältnisse der nordpolaren Meere im Jahre 1913. Ann. d. Hydr. **42**, 5, 292—294, 1914.
W. Krebs. Meereisverhältnisse des Nordatlantik 1913 und die Aussichten für 1914. „Hansa", Nr. 76, 1914.
Der Atlantische Ozean während der Eiszeit. „Das Weltall" **14**, 11, 1914.
Icebergs of the southern hemisphere. London. Month. Met. Chart. Ind. Ocean, 1914, May.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Juli 1914.** **Nr. 13.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 13 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Juni 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

K. Sumpfs Grundriß der Physik. Ausgabe B, vorzugsweise für Realschulen und die Unterstufe höherer Realanstalten, höherer Bürgerschulen und verwandte Anstalten, herausgegeben von H. Hartenstein und W. Bahrdt. 6. Aufl. VIII u. 281 S. Mit 526 in den Text gedruckten, zum Teil farbigen Abbildungen und einer Spektraltafel in Farbendruck. Hildesheim und Leipzig, August Lax, 1914. (Preis geb. 2,70 M.) *

AEF. Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Satz IV. Die Einheit der Leistung. — Bericht über die Äußerungen zum Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen (Scheel, Strecker). — Bericht über die Äußerungen zum Entwurf XII, Liste B der Formelzeichen. Von F. Neesen und M. Seyffert. — Entwurf XVII: Normaltemperatur. Begründung von Fr. Auerbach, G. Dettmar, Eugen Meyer und K. Scheel. — Entwurf XVIII: Feld und Fluß. Erläuterungen von K. Sulzberger, R. Richter und K. W. Wagner. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 497—511, 1914. — Elektrot. ZS. **35**, 661—662, 687—689, 1914.

K. Strecker. Einheitsnamen, Einheits- und Formelzeichen. Elektrot. ZS. **35**, 680—681, 1914.

Betr. Internationale Elektrotechnische Kommission. (IEC). Einheits- und Formelzeichen. Elektrot. ZS. **35**, 689—690, 1914.

E. Lohr. Zur Integration der Differentialgleichung $\Delta s = k^2 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - 4\pi f$. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 2015—2021, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

K. Evans. An improvised water pump. Chem. News **109**, 282, 1914.

3. Maß und Messen.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Aug. Föppl. Vorlesungen über technische Mechanik. Dritter Band. Festigkeitslehre. 5. Aufl. Mit 100 Figuren im Text. XVIII u. 438 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis 12 *M*.) *

Lotte Poelzl. Ableitung von Hamiltons partieller Differentialgleichung für unfreie Bewegungen aus dem Prinzipe der kleinsten Aktion. Wien. Anz. 1914, 176—177.

G. Armellini. Sopra la soluzione delle equazioni differenziali del moto di un punto attratto da più centri fissi posti in linea retta. Lincei Rend. (5) **23** [1], 770—776, 1914.

James G. Gray. On Gyrostatic Devices for the Control of Moving Bodies. Proc. Phys. Soc. London **26**, 224—246, 1914.

E. Cunningham. The principle of relativity. I. Nature **93**, 378—379, 1914. II. S. 408—410.

Richard Hiecke. Über das Relativitätsprinzip. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 569—576, 1914.

Sign.na **Clarice Munari.** Sopra una espressiva interpretazione cinematica del principio di relatività. Lincei Rend. (5) **23** [1], 781—787, 1913.

K. Schreber. Masse und Stoffmenge. S.-A. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 321—341, 1194.

Erich Kretschmann. Eine Theorie der Schwerkraft im Rahmen der ursprünglichen Einsteinschen Relativitätstheorie. 113 S. Diss. Berlin 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Pietro Burgatti. Potenziali newtoniani dell' elasticità. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 776—781, 1914.

Alfred Lechner. Theorie der Rollreibung. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 2069, 2098, 1913.

Karl Wolf. Zur Gültigkeit des Saint-Venantschen Prinzips bei den Balkenproblemen. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 33—51, 1914.

Karl Wolf. Zur Integration der Gleichung $\Delta\Delta F = 0$ durch Polynome im Falle des Staumauerproblems. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 291—311, 1914.

C. E. Stromeyer. The Determination of Elastic Limits under Alternating Stress Conditions. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Chem. News **109**, 271—272, 1914.

6. Hydromechanik.

A. Signorini. Caratterizzazione energetica dei moti soggetti a resistenza viscosa od idraulica. Lincei Rend. (5) **23** [1], 672—676, 1914.

Lord **Rayleigh.** Fluid motions. From a discourse at the Royal Institution on March 20. Nature **93**, 364—365, 1914.

O. Tumlirz. Zur Theorie freier Flüssigkeitsstrahlen. Strahldruck bei senkrechter Strahlrichtung. Wien. Anz. 1914, 257—260.

E. Almansi. Un'osservazione sulle figure d'equilibrio dei fluidi rotanti. Lincei Rend. (5) **23** [1], 651—654, 1914.

Arthur Szarvassi. Über das Turbulenzproblem. Wien. Anz. 1914, 306.

T. E. Stanton and **J. R. Pannell.** Similarity of Motion in Relation to the Surface Friction of Fluids. Phil. Trans. (A) **214**, 199—224, 1914.

Karl Przibram. Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen. II. Mitteilung. Der Reibungswiderstand rotierender Stäbe in Flüssigkeiten. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1896—1912, 1913.

Wegscheider. Die innere Reibung binärer Gemische. Wien. Anz. 1914, 190.

7. Kapillarität.

E. Martin. Über eine absolute Bestimmung der Kapillaritätskonstante mit dem Jägerschen Apparat. Wien. Anz. 1914, 315.

Wegscheider. Die Oberflächenspannungen binärer Gemische. Wien. Anz. 1914, 189—190.

8. Aeromechanik.

G. Jäger. Über den scheinbaren Gewichtsverlust einer Kugel in Luft tieferer Temperatur. Wien. Anz. 1914, 176.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Anton Lampa. Über ein Vibroskop. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 161—169, 1914.

2. Physiologische Akustik.

G. Gianfranceschi. La durata minima li un suono sufficiente per individuario. Lincei Rend. (5) **23** [1], 704—706, 1914.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Karl Jellinek. Lehrbuch der physikalischen Chemie. Vier Bände. Erster Band. Die Lehre von den Aggregatzuständen (I. Teil). Mit 81 Tabellen, 253 Textabbildungen und 4 Bildnissen. XXXVI u. 732 S. Stuttgart, Verlag von Ferdinand Enke, 1914. (Preis 24 M.) *

W. Herz. Regelmäßigkeiten der Binnendrucke von Flüssigkeiten. ZS. f. Elektrochem. **20**, 332—333, 1914.

O. Hönigschmid und **St. Horovitz.** Über das Atomgewicht des Uranbleies. Wien. Anz. 1914, 318.

G. K. Burgess and **P. D. Sale.** A thermoelectric method for the determination of the purity of platinum ware. Journ. Washington Acad. **4**, 282—287, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

James Kendall. The extension of the dilution law to concentrated solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1069—1088, 1914.

Fritz Paneth. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LV. Über kolloide Lösungen radioaktiver Substanzen. II. S.-A. Wien. Ber. **122**, [2a], 1637—1651, 1913.

U. Sborgi. Sui borati. Sistema $BaO = B_2O_3 - H_2O$ a 30^0. Nota II. Lincei Rend. (5) **23** [1], 717—722, 1914.

U. Sborgi. Sui borati. Sistema $BaO - B_2O_3 - H_2O$ a 30^0. Nota III. Lincei Rend. (5) **23** [1], 854—857, 1914.

Geo. B. Frankforter and **Lillian Cohen.** Equilibria in the systems, water, acetone and inorganic salts. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1103—1134, 1914.
R. Schwarz und **H. Sturm.** Versuch zur Bestimmung der Molekülgröße des Kieselsäureanhydrids. Chem. Ber. **47**, 1735—1740, 1914.
John Eggert. Über die Absorptionsgeschwindigkeiten von Wasserstoff und Sauerstoff durch Metallsalzlösungen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 370—381, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

A. Norman Shaw. A Determination of the Electromotive Force of the Weston Normal Cell in Semi-absolute Volts. With a Preface by H. L. Callendar. Phil. Trans. (A) **214**, 147—198, 1914.
Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Fabrikmäßige Darstellung von Merkurosulfat für Normalelemente. ZS. f. Elektrochem. **20**, 345, 1914.
M. Le Blanc. Die Wirkung der stillen elektrischen Entladung auf Gasgemische von Wasserstoff und Stickstoff. Leipz. Ber. u. Verh. **66**, 38—63, 1914.
G. Grube. Die elektrolytische Darstellung des Ferricyankaliums. ZS. f. Elektrochem. **20**, 334—344, 1914.
Julius Petersen. Elektrolyse von geschmolzenen Salzen der fetten Säuren. ZS. f. Elektrochem, **20**, 328—332, 1914.
Erich Müller und **Friedrich Hochstetter.** Über die anodische Wasserstoffentwickelung bei der Elektrolyse von Methylalkohol und Formaldehyd ZS. f. Elekrtochem. **20**, 367—369, 1914.
E. B. R. Prideaux. Diffusion and membrane potentials. A paper read before the Faraday Society, April 22, 1914. [Chem. News **109**, 291—293, 1914.

4. Photochemie.

Giacomo Ciamician und **P. Silber.** Chemische Lichtwirkungen. XXX. Chem. Ber. **47**, 1806—1814, 1914.
R. Ciusa e **A. Piergallini.** Ossidazioni con bromo sotto l'azione della luce. Lincei Rend. (5) **23** [2], 821—825, 1914.
H. Stoermer und **H. Stockmann.** Über das Verhalten der Crotonsäure im ultravioletten Licht (I). Chem. Ber. **47**, 1786—1793, 1914.

5. Thermochemie.

Paul Pascal. Relations entre la constitution et les propiétés thermiques des mélanges binaires (3e note). Bull. soc. chim. (4) **15**, 451—464, 1914.
R. Kremann, Rudolf Meingast und **Franz Gugl.** Die Volumänderungen und Wärmeerscheinungen binärer Gemische. Wien. Anz. 1914, 189.
A. Skrabal und **S. R. Weberitsch.** Zur Kenntnis der unterhalogenigen Säuren und der Hypohalogenite. VIII. Die Temperaturkoeffizienten der reziproken Reaktionen des Jod-Jodat-Gleichgewichtes. Wien. Anz. 1914, 188.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

M. v. Laue. Die Sichtbarmachung des Raumgitters der Kristalle durch Röntgenstrahlen. S.-A. Fortschr. d. Min., Krist. u. Petrogr. **4**, 48—72, 1914.
Karl Heil und **Max Reinganum.** Durchgang von α-Strahlen durch Kristallplatten. Ber. Naturf. Ges. Freiburg i. Br. **20**, 189—199, 1913.
Olaf Andersen. The crystallographic and optic properties of magnesium and manganese pyrophosphates. Journ. Washington Acad. **4**, 318—325, 1914.
Chas. R. Darling. Cellular Structure of Emulsions. Nature **93**, 376, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

J. B. Pomey. Cours d'électricité théorique professé à l'étude professionnelle supérieure des postes et télégraphes. Avec une préface de L. Lecornu. Tome I. VIII u. 396 S. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1914. (Preis 13 fr.) *

Felix Ehrenhaft. Über die Quanten der Elektrizität. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, die kleiner sind als das Elektron (nebst einem Beitrag über die Brownsche Bewegung in Gasen). S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 53—155, 1914.

Margarete Vogl. Ladungsbestimmungen an Goldteilchen. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1885—1893, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

G. W. C. Kaye and **W. F. Higgins.** The Emission of Electricity from various Substances at High Temperatures. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Chem. News **109**, 272, 1914.

3. Elektrostatik.

W. Deutsch. Eine graphische Methode der Kapazitätsberechnung zylindrischer Gebilde. Arch. f. Elektrot. **2**, 435—442, 1914.

J. E. Verschaffelt. Sur l'application de la théorie du potentiel aux conducteurs. Bull. de Belg. 1914, 149—158.

4. Maße und Meßinstrumente.

S. Butterworth. On a Null Method of Testing Vibration Galvanometers. Proc. Phys. Soc. London **26**, 264—272, 1914. Phys. Soc. London, May 22, 1914. [Chem. News **109**, 286, 1914. [Nature **93**, 367, 1914.

A. Norman Shaw. A Determination of the Electromotive Force of the Weston Normal Cell in Semi-absolute Volts. With a Preface by H. L. Callendar. Phil. Trans. (A) **214**, 147—148, 1914.

Wm. Hamilton Wilson. A method for the measurement of inductance. Electrician **73**, 308—309, 1914.

E. Gumlich. Vorrichtung zur Messung hoher Induktionen im Joch. Arch. f. Elektrot. **2**, 461—472, 1914.

5. Apparate.

L. H. Walter. An Application of Electrolytically produced Luminosity, Forming a Step towards a Form of Telelectroscopy. Roy. Soc. London, May 28, 1914. [Chem. News **109**, 294—295, 1914. [Nature **93**, 394, 1914.

C. W. S. Crawley and **S. W. J. Smith.** Experiments with an Incandescent Lamp. Phys. Soc. London, May 22, 1914. [Chem. News **109**, 287, 1914. [Nature **93**, 367, 1914

A. Kraatz. Mehrfach-Telegraphen. VIII u. 227 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Telegraphen- und Fernsprech-Technik in Einzeldarstellungen, herausgegeben von Th. Karras, Heft XI). (Preis 10 *M*, geb. 11 *M*.) *

Rudolf Richter. Über die Ausführbarkeit von Gleichstrom-Ankerwickelungen und die Bestimmung der Breite der Wendezone. Arch. f. Elektrot. **2**, 443—461, 1914.

F. P. Kerschbaum. Das neue Röntgenrohr nach Coolidge. Die Naturwissenschaften **2**, 654—657, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.
(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.
(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

G. Valle. Über diskontinuierliche Entladungen. Wien, Anz. 1914, 305—306.

R. J. Strutt. Luminous Vapours Distilled from the Arc, with Applications to the Study of Spectrum Series and their Origin. (I). Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Chem. News **109**, 271, 1914.

J. Frank und **G. Hertz.** Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ durch Elektronenstöße. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 512—517, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

Franz Mayer. Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen bei geringer Geschwindigkeit der Primärstrahlen und über deren Absorption. 49 S. Diss. Heidelberg, 1914.

E. Goldstein. Über Kanalstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 545—566, 1914.

A. Becker und **C. Ramsauer.** Über radioaktive Meßmethoden und Einheiten. Mit einem Vorwort von P. Lenard. 37 S. Heidelberg, Carl Winters Universitätsbuchhandlung, 1914. (Preis 0,80 M.)

Kasimir Fajans. Über die Endprodukte radioaktiver Zerfallsreihen. Sitzungsber. Heidelb. Akad., Math.-naturw. Kl., Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1914, 11. Abh. 22 S.

Karl Heil und **Max Reinganum.** Durchgang von α-Strahlen durch Kristallplatten. Ber. Naturf. Ges. Freiburg i. Br. **20**, 189—199, 1914.

H. P. Walmsley and **W. Makower.** The Passage of α-Particles through Photographic Films. Proc. Phys. Soc. London **26**, 261—263, 1914. Phys. Soc. London, May 22, 1914. [Chem. News **109**, 286, 1914. [Nature **93**, 367, 1914.

W. M. Hicks. Effect of the Magneton in the Scattering of α-Rays. Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Chem. News **109**, 271, 1914.

E. Rutherford und **H. Robinson.** Über die Masse und die Geschwindigkeiten der von den radioaktiven Substanzen ausgesendeten α-Teilchen. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1855—1884, 1913.

A. van den Broek. β- and γ-Rays and the Structure of the Atom (Internal Charge Numbers.) Nature **93**, 376—377, 1914.

Rudolf Thaller. Bestimmung der Konstante von Ra D. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 157—159, 1914.

O. Hönigschmid und **St. Horovitz.** Über das Atomgewicht des Uranbleis. Wien. Anz. 1914, 318.

T. Barratt and **A. B. Wood.** Volatility of Thorium Active Deposit. Proc. Phys. Soc. London **26**, 248—260, 1914. Phys. Soc. London, May 22, 1914. [Chem. News **109**, 286, 1914. [Nature **93**, 367, 1914.

F. Paneth und **K. Fajans.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LIX. Über den Zusammenhang des Aktiniums mit der Uranreihe. Wien. Anz. 1914, 316.

Fritz Paneth. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LV. Über kolloide Lösungen radioaktiver Substanzen, II. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1637—1651, 1913.

A. Kailan. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LX. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 9. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf wässerige Fumar- und Maleinsäurelösungen. Wien. Anz. 1914, 316—318.

M. v. Laue. Die Sichtbarmachung des Raumgitters der Kristalle durch Röntgenstrahlen. S.-A. Fortschr. d. Min., Krist. u. Petrogr. **4**, 43—72, 1914.

I. G. Rankin, W. F. D. Chambers. A Dual Phenomenon with X-Radiation. Nature **93**, 402, 1914.

Maurice de Broglie. Analyse spectrale des rayons secondaires des rayons de Röntgen. Soc. Franç. de Phys. Nr. 59, 4—5, 1914.

Maurice de Broglie. Expériences d'absorption. Soc. Franç. de Phys. Nr. 59, 5, 1914.

Maurice de Broglie. Spectra of Secondary X-Rays. Nature **93**, 349, 1914.

J. E. Lilienfeld. Eine von der Erhöhung des Zündpotentials freie Röntgenröhre. Leipz. Ber. u. Verh. **66**, 76—79, 1914.

F. P. Kerschbaum. Das neue Röntgenrohr nach Coolidge. Die Naturwissenschaften **2**, 654—657, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

E. Gumlich. Eine Astasierungsvorrichtung für Magnetometer. Arch. f. Elektrot. **2**, 472—474, 1914.

R. A. Hadfield and **B. Hopkinson.** The magnetic and mechanical properties of manganese steel. Abstract of a Paper read at the annual meeting of the Iron and Steel Institute. Electrician **73**, 304—305, 1914.

H. Faßbender. Bestimmung der magnetischen Induktion der Heuslerschen Legierungen bei hohen Frequenzen. Arch. f. Elektrot. **2**, 475—489, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

C. G. Knott. Changes of electrical resistance accompanying longitudinal and transverse magnetisation in iron and steel. Roy. Soc. Edinburgh, May 4, 1914. [Nature **93**, 420, 1914.

Anton Lampa. Über Abstoßungsversuche mit Wechselströmen. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1801—1810, 1913.

Karl Willy Wagner. Induktionswirkungen von Wanderwellen in Nachbarleitungen. Elektrot. ZS. **35**, 639—643, 677—680, 705—708, 1914.

W. Petersen. Rückzündungsüberspannungen. Elektrot. ZS. **35**, 697—699, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

W. Eccles. Transmission of Electric Waves Round the Bend of the Earth. Nature **93**, 351, 1914.

M. Vos. Funkenfrequenz und Telephonempfindlichkeit in der Radiotelegraphie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 529—545, 1914.

H. Brand. Sendeversuche mit niedrigen wagerechten Antennen. Arch. f. Elektrot. **2**, 490—494, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Felix Ehrenhaft. Eine neue Methode zum Nachweise und zur Messung des Strahlungsdruckes, beziehungsweise der von diesem auf kleine Partikel übertragenen Bewegungsgröße. Wien. Anz. 1914, 180—185.

Willem Cornelis Mandersloot. Breedte van spectraallijnen. 70 S. Diss. Amsterdam 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Felix Jentzsch. The Binocular Microscope. S.-A. Journ. Roy. Microscop. Soc. 1914, 1—16.

Fred. Eugene Wright. The measurement of the refractive index of a drop of liquid. Journ. Washington Acad. **4**, 269—279, 1914.

P. G. Nutting and **L. A. Jones.** A transmission and reflection photometer for small areas. Journ. Washington Acad. **4**, 313—314, 1914.

Fred. Eugene Wright. A new half shade apparatus with variable sensibility. Journ. Washington Acad. **4**, 309—313, 1914.

E. E. Fournier d'Albe. A Type-reading Optophone. Roy. Soc. London, May 28, 1914. [Chem. News **109**, 294, 1914. [Nature **93**, 394, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

William R. Bower. A Graphic Treatment of Cusped Wave-fronts and of the Rainbow. Proc. Phys. Soc. London **26**, 212—222, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

Fred. Eugene Wright. The optical character of the faint interference figure observed in high power objectives between crossed nicols. Journ. Washington Acad. **4**, 301—309, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Otto Gall. Über Interferenzerscheinungen an übereinanderliegenden aktiven Kristallplatten im polarisierten Licht. 43 S. Diss. Berlin, 1914.

F. Rinne. Wellenlängenflächen (λ-Flächen). Leipz. Ber. u. Verh. **65**, 350—351, 1913.

F. Rinne. Über eine reversible optische Wandlung des Bauerits durch Quellen und Schrumpfen. Leipz. Ber. u. Verh. **65**, 347—349, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Hedwig Kohn. Über das Wesen der Emission der in Flammen leuchtenden Metalldämpfe. 99 S. Diss. Breslau, 1913.

Willem Cornelis Mandersloot. Breedte van spectraallijnen. 70 S. Diss. Amsterdam 1914.

L. Janicki. Wellenlängennormalen dritter Ordnung aus dem Bogenspektrum des Eisens von λ 4282 bis λ 4903. S.-A. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 173—185, 1914.

G. K. Burgess aud **P. D. Foote.** The emissivity of metals and oxides. I. Nickel oxide (NiO) in the range 600 to 1300° C. Journ. Washington Acad. **4**, 279—280, 1914.

H. Rubens und **K. Schwarzschild.** Sind im Sonnenspektrum Wärmestrahlen von großer Wellenlänge vorhanden? Berl. Ber. 1914, 702—708.
Henry Norris Russell. The solar spectrum and the earth's crust. Science (N. S.) **39**, 791—794, 1914.
Wilhelm H. Westphal. Neuere Forschungen im ultraroten Spektrum. Die Naturwissenschaften **2**, 621—626, 1914.
R. J. Strutt. Luminous Vapours Distilled from the Arc, with Applications to the Study of Spectrum Series and their Origin. (I.) Roy. Soc. London, May 21, 1914. [Chem. News **109**, 271, 1914.
E. B. Rosa and **E. C. Crittenden.** Flame standards in photometry. Journ. Washington Acad. **4**, 280—282, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

R. W. Wood. Radiation of Gas Molecules Excitet by Light. Proc. Phys. Soc. London **26**, 185—211, 1914.
R. W. Wood et **L. Dunoyer.** L'atome de sodium peut-il vibrer en n'émettant qu'une seule des raies D. Soc. Franç. de Phys. Nr. 59, 3—4, 1914.
J. Franck und **G. Hertz.** Über die Erregung der Quecksilberresonanzlinie 253,6 $\mu\mu$ durch Elektronenstöße. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 512—517, 1914.
Josef Hattwich. Über den Zusammenhang zwischen der Intensität des Fluoreszenzlichtes und der des erregenden Lichtes. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1829—1834, 1913.

8. Physiologische Optik.

W. Watson. Anomalous Trichromatic Colour Visions. Roy. Soc. London, May 28, 1914. [Chem. News **109**, 294, 1914. [Nature **93**, 393, 1914.
Leopold Richtera. Über die Änderung der Grundempfindungskurven mit der Intensität. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1915—1922, 1913.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

G. Guglielmo. Sull' esperienza di Clément e Desormes e sulla determinazione dell' equivalente meccanico della caloria. Lincei Rend. (5) **23** [1], 698—703, 1914.
K. v. Wesendonk. Über thermodynamische und chemodynamische Motoren. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 577—582, 1914.
W. Nernst. Über die Anwendung des neuen Wärmesatzes auf Gase. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 357—360, 1914.
A. Eucken. Über den Quanteneffekt bei einatomigen Gasen und Flüssigkeiten. Berl. Ber. 1914, 682—693.
P. Ludwik. Atomwärme und Molekularhomologie. ZS. f. Elektrochem. **20**, 325—328, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Th. de Donder. Sur la formule fondamentale de la théorie cinétique (Note II.) Bull. de Belg. 1914, 138—148.
Karl Przibram. Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen. II. Mitteilung. Der Reibungswiderstand rotierender Stäbe in Flüssigkeiten. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1896—1912, 1913.
Karl Przibram. Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen. III. Mitteilung. Der Einfluß der Gefäßwand. Wien. Anz. 1914, 315—316.

Felix Ehrenhaft. Über die Quanten der Elektrizität. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, die kleiner sind als das Elektron (nebst einem Beitrag über die Brownsche Bewegung in Gasen). S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 53—155, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Gottfried Dimmer. Zur Frage der Abhängigkeit des Fadenfehlers bei Quecksilberthermometern von der Länge des herausragenden Fadens und der Temperaturdifferenz zwischen Bad und Umgebung. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 735—743, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Léon Schames. Zur Theorie der Zustandsgleichung und des Nernstschen Theorems. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 518—528, 1914.

Luigi Rolla. Sul punto di fusione dell' arsenico. Lincei Rend. (5) **23** [1], 693—698, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

A. Eucken. Über den Quanteneffekt bei einatomigen Gasen und Flüssigkeiten. Berl. Ber. 1914, 682—693.

Robert Schwarz und Hermann Sturm. Bestimmung der Schmelzwärme des Li_2SiO_3 und Li_4SiO_4. Chem. Ber. **47**, 1730—1735, 1914.

7. Wärmeleitung.

Otto Kresta. Über die Wärmeleitfähigkeit der Oxyde. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1923—1938, 1913.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Prof. **H. N. Russell.** Relations between the spectra and other characteristics of the stars. Nature **93**, 2322, 227—230; 2323, 252—258, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

Rev. **O. Fisher.** The origin of the moon and the earth's contraction. Nature **93**, 2322, 213—214, 1914.

Celoria. Sulla eclisse parziale di luna del 12 marzo 1914. Rendi. R. Ist. Lomb. (2) **47**, 7, 295—303.

Wilhelm Krebs. Roter Erdschein, Dämmerungserscheinungen, vulkanischer Höhenrauch. Astr. Nachr. **198**, 86, 1914.

A. Miethe und **B. Seegert.** Über qualitative Verschiedenheiten des von einzelnen Teilen der Mondoberfläche reflektierten Lichtes. IV. Astr. Nachr. **198**, 8, 121—123, 1914.

M. Milankovitch. Über die Verringerung der Wärmeabgabe durch die Marsatmosphäre. Ann. d. Phys. (4) **44**, 465—476, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

H. Bourget, H. Buisson et **Ch. Fabry.** Mesures interférentielles de vitesses radiales et de longueurs d'onde dans la nébuleuse d'Orion. C. R. **158**, 1269—1271, 1914.

1 D. Die Sonne.

The Mount Wilson Solar Observatory. Nature **93**, 2321, 201, 1914.

Glenn A. Shook. A determination of the sun's temperature. Astrophys. J. **39**, 4, 277—299, 1914.

The pressure in the reversing layer of the sun. Nature **93**, 2322, 224, 1914.

The solar constant of radiation. Nature **93**, 2321, 198—199, 1914.

H. Deslandres. Sur la recherche expérimentale d'un champ électrique solaire. C. R. **158**, 1137—1142, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

C. Hoffmeister, Sonneberg, S.-M. Über eine bisher unbekannte Form der Sternschnuppen. Astr. Nachr. **198**, 5, 84—86, 1914.

May meteors. Nature **93**, 2323, 250, 1914.

The April meteoric shower. Nature **93**, 2322, 223—224, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

G. Hellmann. Beiträge zur Geschichte der Meteorologie, Nr. 1—5. Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 273. 8⁰. 147 S. Berlin 1914. Behrend & Co. (Preis 5 *M.*)

T. Alippi. Per l'avanzamento, per la diffusione, per la popolarità della Meteorologia. Boll. bimens. Comitato Direttivo, Turin, **32**, No. 10—12.

D. W. Horner. Some weather problems explained. Nantical Mag., May 1914,

Dr. **Josef Norbert Dörr.** Über die Fernwirkung der Explosion auf dem Steinfelde bei Wiener-Neustadt (1912, Juni 7). Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, Oktober 1913.

J. v. Hann. Der tägliche Gang der meteorologischen Elemente am Panamakanal. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **123**, Abt. IIa, Jänner 1914.

Rapport du Directeur sur les travaux de l'année 1913. (Suite.) Bureau central météorologique de France. Annu. soc. mét. de France **62**, 99—111, 1914.

A. O. Leuschner. 25 year synopsis of the meteorological observations made at Berkeley from July 1, 1887 to June 30, 1912. University of California Publicat. in Geogr. 1914, **1**, No. 5.

M. Moyé. Note complémentaire sur les radiogrammes météorologiques espagnoles. Annu. soc. mét. de France **62**, 113—114, 1914.

Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société (Février 1914). Annu. soc. mét. de France **62**, 115—119, 1914.

Résumé des observations faites à l'observatoire de La Baumette pendant l'année 1913. Annu. soc. mét. de France **62**, 119—120, 1914.

A. Bemporad. Osservazioni meteoriche fatte nel R. Osservatorio die Capodimonte nei mesi di Giugno, Luglio, Agosto, Settembre e Ottobre, Novembre e Dicembre 1913, di Gennaio-Aprile 1914. Rendic. Napoli (3ª) **19**, 6—10, 187—192; 11 u. 12, 280—282; 1—4, 33—36, 1914.

Boletin mensual de Observatorio del Ebro, Agosto de 1913, **4**, Nr. 8. Obs. de Fis. cosmica del Ebro.

Die Witterung an der deutschen Küste im April 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 6, 364—366, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

2 C2. Strahlung.

H. H. Kimball. Observations on the increase of insolation with elevation. Bull. U. S. Mount Weather Obs. **6**, 4.

A. K. Ångström and **E. H. Kennard.** Some pyrheliometric observations on Mount Whitney. Astrophys. J. **39**, **4**, 350—361, 1914.

De zonnewarmte in de huishouding der aarde. Hemel en Dampkring. April 1914.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

Cyclone tracks in the South Indian Ocean. London, Month. Met. Charts. Indian Ocean. 1914, June.

A. Tornquist. Die Wirkung der Sturmflut vom 9. bis 10. Januar 1914 auf Samland und Nehrung. 8⁰. 16 S. u. 6 Tafeln. Leipzig u. Berlin 1913. G. Teubner. (Preis 1,20 ℳ.) *

2 F. Wasserdampf.

F. H. Bigelow. Las leyes de la evaporación del agua de fuentes, depositos y lagunas arenas, suelos y plantas. Boletin Ofic. Met. Argentin. No. 2.

2 G. Niederschläge.

G. Hellmann. Regenkarten der Provinz Westfalen, sowie der Fürstentümer Waldeck, Schaumburg-Lippe, Lippe und des Kreises Grafschaft Schaumburg. 2. Aufl. Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 247. 8⁰. 24 S., 2 Karten. Berlin 1914, D. Reimer. (Preis 2 ℳ.)

H. Keller. Ursprung und Verbleib des Festland-Niederschlags. Jahrb. d. Gewässerkde. Norddeutschlands. Besond. Mitt. **2**, Nr. 7.

Dr. **Moriz Topolansky.** Der Reif und Tau in Österreich bis 1100 m Seehöhe. S.-A. d. Jahrb. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Jahrg. 1912. Anhang. Wien 1914.

A. E. Douglass. A method of estimating rainfall by the growth of trees. Bull. Amer. Geogr. Soc. 1914, No. 5.

Philipp Forchheimer. Der Wolkenbruch im Grazer Hügelland vom 16. Juli 1913. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, Dezember 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Rudolf Thaller. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. L. Luftelektrische Beobachtungen am Gmundenersee und in Grünau (Almtal, Oberösterreich) im Sommer 1912. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, November 1913.

Erwin Schrödinger. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. LI. Radium A-Gehalt der Atmosphäre in Seeham 1913. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, Dezember 1913.

Joseph Larmor and **J. S. B. Larmor.** On Protection from Lightning and the Range of Protection afforded by Lightning Rods. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 312—318, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

H. Vigneron. Les couleurs de l'atmosphère. La Nature, 16. Mai, 1914.

A. Bemporad. La teoria dell assorbimento atmosferico in base a particolari ipotesi sulla trasparenza dell' aria a varie altezze. Rendi. Napoli (3a) **19**, 11 u. 12, 236—271, 1914.

G. Barbé. Arc lumineux observé à Sèvres le 10 octobre 1913. Annu. soc. mét. de France **62**, 112—113, 1914.



2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

F. H. Bigelow. La termodynámica de la circulation y la radiación de la atmósfera terretre. Boletin Ofic. Met. Argentin. No. 3.

W. Köppen. Über Böen, insbesondere die Böe vom 9. September 1913. Ann. d. Hydr. **42**, 6, 303—321, 1914.

Th. Hesselberg und **H. U. Sverdrup.** Das Beschleunigungsfeld bei einfachen Luftbewegungen. Veröff. d. Geophys. Inst. d. Universität Leipzig. Zweite Serie, Heft 5, 1914.

Th. Hesselberg und **H. U. Sverdrup.** Über den Einfluß der Gebirge auf die Luftbewegung längs der Erdoberfläche und auf die Druckverteilung. Veröff. d. Geophys. Inst. d. Universität Leipzig, Heft 4.

2 M. Praktische Meteorologie.

W. Krebs. Wie wird das Wetter im europäischen Teile der Totalitätszone der Sonnenfinsternis von 1914, 21. August? Astr. Nachr. **198**, 10, 160—162, 1914.

L. Marini. Il cifrario internazionale per i telegrammi meteorici. Boll. bimens. Comitato Direttivo, Turin, **32**, No. 10—12.

2 N. Kosmische Meteorologie.

S. Shingo. Meteoreinfälle als Ursache des vermuteten Zurückhaltens der obersten Atmosphäre. Mem. of the Coll. of Sc. etc. Kyoto **6**, No. 2.

E. Stummer. Nochmals: „Mond und Wetter“. Geogr. Anz. Nr. 5, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

2 P. Klimatologie.

R. A. Marriot. The change in the climate and its cause. 8⁰. Marborough. 2 sh. 6 d.

Robert De C. Ward. Lorin Blodget's „Climatology of the United States“ an appreciation. Month. Weather Rev. **42**, 1, 23—27, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

St. G. van Megeren, Cöln. Ausgewählte Kapitel aus der Geologie. 9. Heft. Hilfsbücher für Volksunterrichtskurse, 1914.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Prof. Dr. **A. Galle.** Das Geoid im Harz. Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Geod. Inst. Neue Folge. Nr. 61. Berlin 1914.

Dr. **John Ball.** The eartsh's contraction. Nature **93**, 2321, 188—189, 1914.

Prof. **Adolf Klingatsch** in Graz. Über ein Zwei-Höhen-Problem. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., Abt. IIa, November 1913.

A. **Gülland.** Über den theoretischen Refraktionskoeffizienten aus meteorologischen Elementen. ZS. f. Vermessungswesen 1914, Heft 15.

R. **Topp.** Zur Kompensation mit Flindersstangen. Ann. d. Hydr. **42**, 6, 348—350, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

O. **De Fiore.** Il periodo di riposo del Vesuvio iniziatosi nel 1906. Studii morfologici. Rendi Napoli (3a) **19**, 6—10, 106—107, 1913.

G. **Mercalli.** Il risveglio del Vesuvio. Rendi Napoli (3a) **19**, 6—10, 137—141, 1914.

G. **Mercalli.** Sopra un recente sprofondamento avvenuto nel cratere del Vesuvio. Rend. Napoli (3a) **19**, 6—10, 134—137, 1914.

A. **Malladra.** La solfatara dell' Atrio del Cavallo. Rend. Napoli (3a) **19**, 6—10, 153—163, 1914.

3 F. Erdbeben.

O. **Hecker.** Fürst B. Galitzin. Vorlesungen über Seismometrie. Deutsche Bearbeitung unter Mitwirkung von Clara Reinfeldt.

B. **Gutenberg.** Über mikroseismische Bodenunruhe. Phys. ZS. **15**, 591—593, 1914.

Dr. **Anton Rethly.** Die in den Jahren 1896—1899 in Ungarn beobachteten Erdbeben. Publications de l'Observatoire de l'Université de Budapest 1914.

Ch. **Dufour.** L'ondographe. Annu. soc. mét. de France **62**, 111—112, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

v. **Flotow** und **E. Przybyllok.** Wissenschaftliche Ergebnisse der Expedition Filchner nach China und Tibet, 1903/05. 9. Bd. Astronomische und erdmagnetische Beobachtungen, bearbeitet von ... 8⁰. 40 S. Berlin 1914. E. S. Mittler & Sohn.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Gerhard Schott-Hamburg, Deutsche Seewarte. Adiabatische Temperaturänderung in großen Meerestiefen. Mit besonderer Berücksichtigung der Beobachtungen S. M. S. „Planet". Ann. d. Hydr. **42**, 6, 321—340, 1914.

V. **Walfrid Ekman-Lund.** Der adiabatische Temperaturgradient im Meere. Ann. d. Hydr. **42**, 6, 340—344, 1914.



Dr. Robert v. Sterneck. Über den Einfluß der Erdrotation auf die halbtägigen Gezeiten der Adria. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **123**, Abt. IIa, Jänner 1914.

Dr. **F. Hopfner**-Wien. Die Gezeiten im Hafen von Triest. Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss., math.-nat. Kl., **122**, Abt. IIa, November 1913.

E. Wilh. Ewe. Hydrografiska undersökningar rörande Helgeån vid Kristianstad. Meddelanden från Hydrografiska Byrån, No. 6, 1914.

Vaughan Cornish. Ocean waves in deep water. Sc. Amer. Suppl. May 2, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Axel Wallèn. Das Wassersystem Schwedens. Hydrografiska Byrån. An die Baltische Ausstellung in Malmö 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

E. Kayser in Marburg (Hessen). Die Vergletscherung der Neusibirischen Inseln. Centralbl. f. Min., Geol. u. Paläont. 1914. 15. Mai, Nr. 10, S. 317—319.

Fritz Frech. Entgegnung zum Artikel von E. Kayser: „Die Vergletscherung der Neusibirischen Inseln“. Centralbl. f. Min., Geol. u. Paläont. 1914. 15. Mai, Nr. 10, S. 319—320.

Edmond Maillet. Sur les conditions de la prise par les glaces de la Seine à Paris. Annu. soc. mét de France **62**, 97—98, 1914.

Southern Ocean ice. October 1913—March 1914. Month. Met. Charts, Indian Ocean, London, 1914, June.

Ice chart of the southern hemisphere 1902—1913. Month. Met. Charts. Indian Ocean, London, June 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik | **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. Juli 1914.** **Nr. 14.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 14 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Juli 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Max Planck. New Paths of Physical Knowledge: being the Address delivered on commencing the Rectorate of the Friedrich-Wilhelm University, Berlin, on October 15th, 1913. Phil. Mag. (6) **28**, 60—71, 1914.

A. P. Grusinzeff. Über die Arbeiten von W. Nernst und seinen Schülern. 16 S. 1914. (Russisch.)

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1913. ZS. f. Instrkde. **34**, 113—130, 151—164, 184—200, 1914.

The National Physical Laboratory in 1913—1914. Nature **93**, 428—431, 1914.

Alfred Reis. Bericht über die Tagung der Deutschen Bunsen-Gesellschaft für angewandte physikalische Chemie zu Leipzig vom 22. bis 24. Mai 1914. Die Naturwissenschaften **2**, 710—713, 1914.

Colin G. Fink. Frühjahrsversammlung der American Electrochemical Society. ZS. f. Elektrochem. **20**, 418—422, 1914.

Lord **Rayleigh.** Some Calculations in Illustration of Fourier's Theorem. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 318—323, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Hermann Hahn. Leitfaden für Physikalische Schülerübungen. 2. Aufl. Mit 194 Textfiguren. IV u. 301 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1914. (Preis geb. 3 ℳ.) *

Ernst Beckmann und **Otto Liesche.** Druckregulatoren. II. ZS. f. phys. Chem. **88**, 13—21, 1914.



3. Maß und Messen.

Arthur Kerber. Beiträge zur allgemeinen Fehlertheorie. ZS. f. Instrkde. **34**, 173—179, 1914.

C. H. Lees. Note on the connection between the method of least squares and the Fourier method of calculating the coefficients of a trigonometrical series to represent a given function or series of observations. Phys. Soc. London, June 12, 1914. [Nature **93**, 471, 1914. [Chem. News **109**, 310, 1914.

S. Hirayama. Note on the Method to find the Periods of a Periodic Function from Equidistant Observations. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 268—274, 1914.

F. Göpel. Ein Komparator für Dickenmessungen. ZS. f. Instrkde. **34**, 180—183, 1914.

Frank Schlesinger. A description of the large screw measuring engine of the Allegheny Observatory. Publ. Allegh. Obs. **3**, 83—91, 1914.

P. E. Shaw. Meßmaschine mit elektrischem Kontakt. Proc. Inst. Mech. Engin. 1913, 579. [ZS. f. Instrkde. **34**, 202—205, 1914.

G. A. Shakespear. Note on some Medifications in an ordinary Balance which conduce to ease and quickness of weighing. Phil. Mag. (6) **27**, 990—994, 1914.

V. Vieweg. Über Torsionsdynamometer. D. Mech.-Ztg. 1914, 73—77; 109—113.

T. Takamine. Measurement of the Correction due to Pressure on the Period of a Physical Pendulum. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 265—268, 1914.

Marcel Moulin. Sur la position du centre de gravité des spiraux munis de courbes terminales théoriques. C. R. **158**, 1409—1411, 1914.

Jules Baillaud. Dispositif simple pour l'enregistrement des signaux horaires rythmés. C. R. **158**, 1780—1782, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

G. Armellini. Le problème des deux corps de masses variables. C. R. **158**, 1565—1567, 1914.

Umberto Crudeli. Il principo di relatività. Cim. (6) **7**, 179—185, 1914.

Friedrich Kottler. Relativitätsprinzip und beschleunigte Bewegung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 701—748, 1914.

Albert Einstein und **Marcel Grossmann.** Kovarianzeigenschaften der Feldgleichungen der auf die verallgemeinerte Relativitätstheorie gegründeten Gravitationstheorie. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 215—225, 1914.

Ferencz Jüttner. Einige Beispiele zur Lorentz-Einsteinschen Relativmechanik. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 137—158, 1914.

L. Silberstein. The Theory of relativity. 304 S. London, Macmillan, 1914. (Preis 10 s.)

A. A. Robb. The Principle of Relativity. Nature **93**, 454, 1914.

Hans Witte. Raum und Zeit im Lichte der neueren Physik. Eine allgemeinverständliche Entwickelung des raumzeitlichen Relativitätsgedankens bis zum Relativitätsprinzip. Mit 17 Figuren. 82 S. Beilage Gymnasium Wolfenbüttel 1914.

Th. Tommasina. Les pseudo-expériences et la densité mécanique de l'espace physique. Cinquante-troisième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. soc. de phys. de Genève. Séance du 2 avril 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 471—474, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Oskar Domke. Über Variationsprinzipien in der Elastizitätslehre nebst Anwendungen auf die technische Statik. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 174—192, 1914.

Ernesto Laura. Sopra le deformazioni per distorsione dei solidi elastici, isotropi di rivoluzione. Cim. (6) **7**, 129—143, 1914.

Erwin Schrödinger. Zur Dynamik elastisch gekoppelter Punktsysteme. Ann. d. Phys. (4) **44**, 916—934, 1914.

Erwin Schrödinger. Zur Dynamik der elastischen Punktreihe. Wien. Anz. 1914, 345.

L. Bouchet. Sur un dispositif manométrique pour l'étude des très petites déformations du caoutchouc. C. R. **158**, 1495—1498, 1914.

Gustavo Colonnetti. Esperienze sulla elasticità a trazione del rame. Nota III. Cim. (6) **7**, 189—195, 1914.

E. N. da C. Andrade. The Flow in Metals under Large Constant Stresses. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 329—342, 1914.

George A. Lindsay. A study of the longitudinal vibration of wires. Phys. Rev. (2) **3**, 397—438, 1914.

K. Baedeker und **W. Vehrigs.** Die durch Deformation hervorgerufenen Thermokräfte und ihre Benutzung zur Messung der elastischen Hysteresis. Ann. d. Phys. (4) **44**, 783—800, 1914.

N. Kurnakow und **J. Rapke.** Härte und Elastizitätsmodul isomorpher Gemische von Kupfer mit Nickel. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 269—282, 1914.

Gilbert Cook. The Collapse of Short Tubes by External Pressure. Phil. Mag. (6) **28**, 51—56, 1914.

6. Hydromechanik.

A. Gray. Notes on Hydrodynamics. I. Equation of Motion for any Axes. Theorems of Circulation. Proof of Constancy of Moment of Vortex-Filament. Phil. Mag. (6) **28**, 1—12, 1914.

A. Gray. Notes on Hydrodynamics. II. Determination of Translationed Velocity of a Vortex Ring of Small Cross-section. Phil. Mag. (6) **28**, 13—18, 1914.

E. Almansi. Sopra le azioni le quali si esercitano fra corpi che si muovono o si deformano entro una massa liquida. Cim. (6) **7**, 144—158, 1914.

J. Boussinesq. Sur le calcul de plus en plus approché des vitesses bien continues de régime uniforme par des polynomes, dans un tube prismatique à section carrée. C. R. **158**, 1743—1749, 1914.

J. Boussinesq. Sur la vitesse moyenne ou de débit et la vitesse maximum ou axiale, dans un tube prismatique, à section régulière d'un nombre quelquonque m de côtés. C. R. **158**, 1846—1850, 1914.

J. Proudman. Notes on the Motion of Viscous Liquids in Channels. Phil. Mag. (6) **28**, 30—36, 1914.

Lord **Rayleigh.** On the Theory of Long Waves and Bores. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 324—328, 1914.

T. E. Stanton and **J. R. Pannell.** Similarity of Motion in Relation to the Surface Friction of Fluids. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 394—395, 1914.

Eugene C. Bingham. Fluidity as a function of volume, temperature and pressure. The equation of state, and the two kinds of viscous resistance socalled „slipping“ of gases. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1393—1408, 1914.

George F. White und **Ralph H. Twining.** Die Viskosität unterkühlten Wassers, in einem neuen Apparat gemessen. Amer. Chem. Journ. **50**, 380—389, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 2138.



7. Kapillarität.

Allan Ferguson. On the Shape of the Capillary Surface inside a Tube of Small Radius, with other Allied Problems. Phil. Mag. (6) **28**, 128—138, 1914.

Allan Ferguson. On the Forces acting on a Solid Sphere in contact with a Liquid Surface (II). Phil. Mag. (6) **28**, 149—153, 1914.

H. Hulshof. On the thermodynamic potential as a kinetic quantity. (First part.) Proc. Amsterdam **17**, 85—91, 1914.

8. Aeromechanik.

Thadée Peczalski. Les coefficients de dilatation et les phénomènes thermiques. Ann. de phys. (9) **1**, 457—477, 1914.

Hildebrand Freiherr **v. Cles** und **Friedrich Swoboda.** Kinematographische Aufnahmen von Geschützprojektilen während der Bewegung bei Tageslicht. Wien. Anz. 1914, 331—332.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

F. Krüger und **A. Lauth.** Theorie der Hiebtöne. Ann. d. Phys. (4) **44**, 801—813, 1914.

2. Physiologische Akustik.

E. Waetzmann. Methode zur objektiven Prüfung der Güte der Sprachübertragung in der Telephonie. Phys. ZS. **15**, 638—641, 1914.

Aristide Fiorentino. Qual valore si debba attribuire alle leggi relative alla composizione delle vocali. Cim. (6) **7**, 186—188, 1914.

Marage. Sensibilité de l'oreille physiologique pour certains sons musicaux C. R. **158**, 1438—1440, 1914.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

L. Benoist et **H. Copaux.** Fixation de quelques poids atomiques contestés. par la méthode de transparence aux rayons X. Bull. soc. chim. (4) **15**, 484—491, 1914.

Gervaise Le Bas. The Theory of Molecular Volumes. Phil. Mag. (6) **27**, 976—990, 1914.

Martin Knudsen. Eine Methode zur Bestimmung des Molekulargewichts sehr kleiner Gas- oder Dampfmengen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 525—536, 1914.

Theodore W. Richards. The theory of compressible atoms. Haward Graduate's Magazine **21**, No. 84. [Chem. News **110**, 22—23, 1914.

Albert G. Shrimpton. The Atomic Weight of Copper by Electrolysis. Phys. Soc. London, June 12, 1914. [Chem. News **109**, 311, 1914. [Nature **93**, 471, 1914.

Robert W. Lawson. Thorium Lead — An Unstable Product. Nature **93**, 479, 1914.

Kasimir Fajans, Helene Towara. Über ein neues langlebiges Glied der Wismutplejade. Die Naturwissenschaften **2**, 685—686, 1914.

A. van den Broek. Radio-activity and Atomic Numbers. Nature **93**, 480, 1914.

A. van den Broek. Zu dem „Nachtrag zu dem Aufsatz von Dr. K. Fajans: Die Radioelemente und das periodische System". Die Naturwissenschaften **2**, 717, 1914.

Theodore W. Richards and **Max E. Lembert.** The atomic weight of lead of radioactive origin. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1329—1344, 1914.

O. Hönigschmid et Mlle **St.-Horovitz.** Sur le poids atomique du plomb de la pechblende. C. R. **158**, 1796—1798, 1914. Berichtigung S. 1948.

Maurice Curie. Sur les écarts de poids atomique obtenus avec le plomb provenant de divers minéraux. C. R. **158**, 1676—1679, 1914.

A. P. Mathews. The quantity of residual valence possessed by various molecules. Journ. phys. chem. **18**, 474—487, 1914.

J. R. Rydberg. The Ordinals of the Elements and the High-frequency Spectra. Phil. Mag. (6) **28**, 144—149, 1914.

W. M. Hicks. High-frequency Spectra and the Periodic Table. Phil. Mag. (6) **28**, 139—142, 1914.

A. P. Grusinzeff. Thermodynamik und Stöchiometrie. 35 S. 1914. (Russisch).

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Jean Timmermans. Solubilité mutuelle des liquides à haute pression. C. R. soc. de chim. de Genève. Séance du 11 décembre 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 559—560, 1914.

M. Centnerszwer und **Js. Sachs.** Über die Lösungsgeschwindigkeit der Metalle in Säuren. I. Die Lösungsgeschwindigkeit des Zinks. ZS. f. phys. Chem. **87**, 692—762, 1914.

Felix Rosenkränzer. Über die Geschwindigkeit der Auflösung von Zinkblende und Bleiglanz in verdünnter Schwefelsäure. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 319—334, 1914.

Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. XIV. Proc. Amsterdam **16**, 1136—1152, 1914.

F. A. H. Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. XV. Proc. Amsterdam **17**, 70—85, 1914.

Erhard Vortisch. Über die Mischkristalle in den ternären Systemen aus Strontiumchlorid, Bariumchlorid und Natriumchlorid oder Kaliumchlorid. Neues Jahrb. f. Min. **38**, Beil.-Bd., 185—272, 1914.

G. Rack. Das binäre System Zinnchlorür-Lithiumchlorid. Zentralbl. f. Min. 1914, 326—328.

S. A. Shorter. Contribution to the Thermodynamical Theory of Ternary Mixtures. Phil. Mag. (6) **27**, 942—963, 1914.

H. Pélabon. Étude thermo-électrique des mixtes sélénium-antimoine. C. R. **158**, 1669—1671, 1914.

H. Pélabon. Sur le pouvoir thermo-électrique des séléniures d'étain. C. R. **158**, 1897—1900, 1914.

N. Kurnakow und **J. Rapke.** Härte und Elastizitätsmodul isomorpher Gemische von Kupfer mit Nickel. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 269—282, 1914.

H. E. Armstrong and **E. E. Walker.** Studies of the Processes Operative in Solutions. XXIX. The Disturbance of the Equilibrium in Solutions by „Strong" and „Weak" Interfering Agents. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 375—393, 1914.

A. Quartaroli. Su di un metodo qualitativo per lo studio della suscettività magnetica delle soluzioni. Cim. (6) **7**, 159—164, 1914.

M. A. Rosanoff. Is the Duhem-Margules equation dependent on the ideal gas law? Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1408—1411, 1914.

Georges Baume. Remarques sur les courbes de fusibilité de quelques systèmes volatils. Journ. chim. phys. **12**, 206—215, 1914.

Georges Baume. Recherches quantitatives sur les systèmes volatils. Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'oxyde de méthyle avec l'acide chlorhydrique, l'anhydride sulfureux et le chlorure de méthyle. Journ. chim. phys. **12**, 216—224, 1914.

Georges Baume et **F. Louis Perrot.** Recherches quantitatives sur les systèmes volatils. Courbes de fusibilité des systèmes que forment l'oxyde de méthyle et l'alcool méthylique avec l'ammoniac, l'acide sulfhydrique et l'anhydride carbonique. Densité de quelques gaz liquéfiés. Journ. chim. phys. **12**, 224—241, 1914.

Georges Baume et **Albert F. O. Germann.** Recherches quantitatives sur les systèmes volatils. Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acétylène, l'éthylène et l'oxyde azotique avec l'oxyde de méthyle. Journ. chim. phys. **12**, 242—249, 1914.

Georges Baume et **Néoptolème Georgitses.** Recherches quantitatives sur les systèmes très volatils. Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acide sulfhydrique, l'éthane et l'acide propionique avec l'acide chlorhydrique. Journ. chim. phys. **12**, 250—255, 1914.

Georges Baume et **Georges P. Pamfil.** Recherches quantitatives sur les systèmes volatils. Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acide chlorhydrique et l'anhydride sulfureux avec l'alcool méthylique; mécanisme de formation des esters. Journ. chim. phys. **12**, 256—269, 1914.

Georges Baume et Mlle **Aline Tykociner.** Recherches quantitatives sur les systèmes volatils. Courbe de fusibilité du système anhydride sulfureux-eau. Journ. chim. phys. **12**, 270—275, 1914.

Georges Baume et **Waclaw Borowski.** Recherches quantitatives sur les systèmes volatils. Courbes de fusibilité des systèmes formés par l'acide chlorhydrique et l'alcool méthylique avec le chlorure de méthyle. Système $CH_3OH—H_2O$. Journ. chim. phys. **12**, 276—281, 1914.

M. A. Rosanoff and **R. A. Dunphy.** The laws of Raoult and Henry and the constants of ebullioscopy and cryoscopy. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1411—1418, 1914.

G. v. Georgievics und **A. Dietl.** Zur Kenntnis der Kinetik der Sorption. ZS. f. phys. Chem. **87**, 669—691, 1914.

Adolf Sieverts. Palladium und Wasserstoff. I. ZS. f. phys. Chem. **88**, 103—127, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

A. Smits and **A. H. W. Aten.** The application of the theory of allotropy to electromotive equilibria. II. Proc. Amsterdam **17**, 37—54, 1914.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Fabrikmäßige Darstellung von Merkurosulfat für Normalelemente. Ann. d. Phys. (4) **44**, 816, 1914. ZS. f. Instrkde. **34**, 183, 1914. ZS. f. phys. Chem. **88**, 128, 1914.

E. B. Rosa, G. W. Vinal und **A. S. Mc Daniel.** Das Silbervoltameter. IV. Teil. (Letzte Mitteilung.) Elektrot. ZS. **35**, 789—791, 1914.

D. Reichinstein. Der Zusammenhang zwischen elektrolytischen und rein chemischen Vorgängen. III. ZS. f. Elektrochem. **20**, 406—417, 1914.

C. N. Myers und **S. F. Acree.** Eine Untersuchung der Wasserstoffelektrode, der Kalomelelektrode und des Kontaktpotentials. 4. Mitteilung über Untersuchungen der elektromotorischen Kraft. Amer. Chem. Journ. **50**, 396—411, 1913. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 2186.

Erich Müller. Das Potential der Ferricyanid-Ferrocyanidelektrode. ZS. f. phys. Chem. **88**, 46—56, 1914.

Roger C. Wells. The electromotive behavior of soluble sulfides. Journ. phys. chem. **18**, 510—520, 1914.

Svante Arrhenius. The Theory of Electrolytic Dissociation. Faraday lecture. Journ. Chem. Soc. **105**, 1414—1426, 1914.

4. Photochemie.

A. Schidlof. Considérations thermodynamiques sur les équilibres photochimiques. Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 493—511, 1914.

G. Ciamician e **P. Silber.** Azioni chimiche della luce. Nota XXIX. Lincei Rend. (5) **23**, [1], 859—867, 1914.

A. Kuhne. Formation de l'ozone par la lumière ultra-violette. C. R. soc. de chim. de Genève. Séance du 12 mars 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **37**, 565, 1914.

J. Howard Mathews and **Harry A. Curtis.** The photochemical decomposition of hydrogen peroxide. II. Journ. phys. chem. **18**, 521—537, 1914.

Daniel Berthelot. Sur les divers modes de photolyse de l'acide oxalique par les rayons ultraviolets de différentes longueurs d'onde. C. R. **158**, 1791—1793, 1914.

5. Thermochemie.

Wilhelm Siegel. Untersuchungen von Gasgleichgewichten und spezifischen Wärmen nach der Explosionsmethode. ZS. f. phys. Chem. **87**, 641—668, 1914.

W. M. Thornton. The Lost Pressure in Gaseous Explosions. Phil. Mag. (6) **28**, 18—29, 1914.

Otto Stern. Zur Theorie der Gasdissoziation. Ann. d. Phys. (4) **44**, 497—524, 1914.

F. Leprince-Ringuet. Sur les limites d'inflammabilité du grisou. C. R. **158**, 1793—1796, 1914.

H. Brunswig. Die Explosivstoffe. Einführung in die Chemie der explosiven Vorgänge. 2. Aufl. Mit 9 Abb. u. 12 Tabellen. 158 S. Berlin u. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1914. (Sammlung Göschen Nr. 333.) (Preis geb. 0,90 ℳ.) *

Alexander Smith and **Robert Peyton Calvert.** The dissociation pressures of ammonium- and tetramethylammonium halides and of phosphonium iodide and phosphorus pentachloride. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1363—1382, 1914.

F. Viala. Étude thermique et cryoscopique des mélanges de benzène et d'alcool éthylique. Ann. de phys. (9) **1**, 478—484, 1914.

Ernst Beckmann und **Otto Liesche.** Ebullioskopisches Verhalten von Lösungsmitteln bei verschiedenen Drucken. I. (Benzol, Chloroform, Äthylalkohol.) ZS. f. phys. Chem. **88**, 23—34, 1914.

W. G. Mixter. Thermochemistry and the Periodic Law. Heats of Combination Linear Functions of the Atomic Weights of Related Elements. Sill. Journ. (4) **37**, 519—534, 1914.

H. E. Boeke. Die relative Stabilität von Diamant und Graphit. Zentralbl. f. Min. 1914, 321—325.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

O. Lehmann. Die Saugkraft quellbarer myelinartiger flüssiger Kristalle. Ann. d. Phys. (4) **44**, 969—976, 1914.

P. W. Bridgman. Reversible Transitions between Solids at High Pressures. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 489—490, 1914.

Fred Wallerant. Contribution à l'étude du polymorphisme. C. R. **158**, 1473—1474, 1914.

Ernst Cohen and **W. Helderman.** The Allotropy of Cadmium. II. Proc. Amsterdam **17**, 54—58, 1914.

Ernst Cohen and **W. D. Helderman.** The Allotropy of Cadmium. III. Proc. Amsterdam **17**, 122—131, 1914.

Ernst Cohen and **W. D. Helderman.** The allotropy of Zinc. II. Proc. Amsterdam **17**, 59—60, 1914.

Ernst Cohen and **W. D. Helderman.** The allotropy of Copper. II. Proc. Amsterdam **17**, 60—62, 1914.

P. Groth. Über die theoretische und experimentelle Erforschung der Kristallstruktur. ZS. f. Krist. **54**, 65—73, 1914.

G. Wulff. Apparatur zur Krystallröntgenogrammetrie. ZS. f. Krist. **54**, 59—64, 1913.

M. Born. Zur Raumgittertheorie der Diamanten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 605—642, 1914.

W. H. Bragg. X-rays and crystalline structure. Discourse delivered at the Royal Institution on June 5. Nature **93**, 494—498, 1914.

E. v. Fedorow. Der einfachste Gang der kristallographischen Beschreibung. ZS. f. Krist. **54**, 17—45, 1914.

J. Lamort. Über Titan-Eisen-Legierungen. I. Das System Eisen-Titan. Ferrum **11**, 225—234, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 18—19.

A. Smits. The metastable continuation of the mixed crystal series of pseudo components in connection with the phenomenon of allotropy. Proc. Amsterdam **16**, 1167—1173, 1914.

P. Groth. Ringbindung und Kristallstruktur. Chem. Ber. **47**, 2063—2067, 1914.

R. Stuart Owens. Experiments on white lead. Journ. phys. chem. **18**, 461—473, 1914.

P. W. Bridgman. Two new modifications of phosphorus. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1344—1363, 1914.

Olaf Andersen und **N. L. Bowen.** Das binäre System Magnesiumoxyd-Silicium-2-oxyd. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 283—299, 1914.

N. L. Bowen and **Olaf Andersen.** The Binary System $MgO—SiO_2$. Sill. Journ. (4) **37**, 488—500, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Felix Ehrenhaft. Die Quanten der Elektrizität. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche das Elektron unterschreiten, sowie ein Beitrag zur Brownschen Bewegung in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 657—700, 1914.

Max Abraham. Zur Frage der Symmetrie des elektromagnetischen Spannungstensors. Ann. d. Phys. (4) **44**, 537—544, 1914.

Edwin H. Hall. On Metallic Conduction and Thermoelectric Action in Metals. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 484—485, 1914.

A. P. Grusinzeff. Theorie der Elektronenbewegung in Mitteln mit Dispersion. 47 S. 1914. (Russisch.)

Cz. Bialobrzeski. Entwickelung der Atomanschauung. Wektor **3**, 410—417, 1914. (Polnisch.)

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

Harvey L. Curtis. Surface Leakage over Insulators. Abstract of a paper presentedat the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 490—491, 1914.

Günth. Falckenberg. Abhängigkeit der Dielektrizitäts-Konstante des Wassers vom Druck. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. Rostock. 7 S. u. 3 Tafeln. 1914.

W. C. Mc C. Lewis. On the Relation of the Internal Pressure of a Liquid to its Dielectric Capacity and Permeability. Phil. Mag. (6) **28**, 104—116, 1914.

L. Verain. Recherches expérimentales sur la constante diélectrique des gaz. Ann. de phys. (9) **1**, 255—296, 523—590, 1914.

E. Bodareu. La relazione fra costante dielettrica e densità di alcuni gas puri compressi. Cim. (6) **7**, 165—178, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

J. H. Meacock and **H. Riley.** Experiments of Ewing's hysteresis tester. Electrician **73**, 494—497, 1914.

Theodor Wulf. Über einige Anwendungen des Einfadenelektrometers in der drahtlosen Telegraphie. Phys. ZS. **15**, 611—616, 1914.

F. Wenner, E. Weibel and **F. C. Weaver.** A Sensitive Moving-Coil Galvanometer. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 497—498, 1914.

W. P. White. A Significant Instance of Galvanometer Instability. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 491—492, 1914.

Albert Turpain. Microampèremètre enregistreur à inscriptions photographiques et mesures qu'il permet d'effectuer. C. R. **158**, 1411—1414, 1914.

John P. Dalton. On a New Continuous- Balance Method of Comparing an Inductance with a Capacity. Phil. Mag. (6) **28**, 37—44, 1914.

Frank Wenner and **Ernst Weibel.** The Testing of Potentiometers. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 498—500, 1914.

Charles B. Thwing. Cold-End Compensator for Thermocouples. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 494, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 86. Elektrot. ZS. **35**, 734—736, 1914.

5. Apparate.

Léon Bouthillon et **Louis Drouët.** Étude expérimentale du récepteur telephonique. C. R. **158**, 1568—1570, 1914.

B. Macků. Über die Erhaltung konstanter Tourenzahl einer Maschine. Jahrb. d. drahtl. Tegr. **8**, 485—489, 1914.

B. Macků. Zur Theorie der Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 490—491, 1914.

L. W. Austin. Ein mit Kristallkontakt arbeitender Störungsverhinderer für den Empfang in der drahtlosen Telegraphie. (A Crystal Contact Disturbance Preventer for Radiotelegraphic Receiving.) Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 481—485, 1914.

F. E. Smith. A magnetograph for measuring variations in the horizontal intensity of the earth's magnetic field. Phys. Soc. London, June 12, 1914. [Nature **93**, 471, 1914.



6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

Ernst Baerwind. Über die thermoelektrischen Eigenschaften des Siliciums. 44 S. Diss. Techn. Hochschule Berlin 1914.

Edwin H. Hall. On Metallic Conduction and Thermoelectric Action in Metals. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 484—485, 1914.

K. Baedeker und **W. Vehrigs.** Die durch Deformation hervorgerufenen Thermokräfte und ihre Benutzung zur Messung der elastischen Hysteresis. Ann. d. Phys. (4) **44**, 783—800, 1914.

H. Pélabon. Étude thermo-électrique des mixtes sélénium-antimoine. C. R. **158**, 1669—1671, 1914.

H. Pélabon. Sur le pouvoir thermo-électrique des séléniures d'étain. C. R. **158**, 1897—1900, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

Wilhelm Weinreich. Über den Temperaturverlauf in stromdurchflossenen Drähten, besonders im Fall von Wechselstrom. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 1—66, 1914.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Edwin H. Hall. On Metallic Conduction and Thermoelectric Action in Metals. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 484—485, 1914.

Franz Streintz. Positiver und negativer Temperaturkoeffizient des Widerstandes nichtelektrolytischer Leiter. Ann. d. Phys. (4) **44**, 545—555, 1914.

G. Gouré de Villemontée. Propagation de l'électricité à travers l'huile de paraffine. C. R. **158**, 1414—1416, 1571—1572, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

A. Righi. Recherches expérimentales sur les rayons magnétiques dans différent gaz et mélanges gazeux. Ann. de phys. (9) **1**, 489—522, 1914.

Edna Carter. Discharge potentials across very short distances. Phys. Rev. (2) **3**, 453—456, 1914.

W. Schottky. Über den Einfluß von Potentialschwellen auf den Stromübergang zwischen einem Glühdraht und einem koaxialen Zylinder. Phys. ZS. **15**, 624—630, 1914.

C. Déguisne. Die Entladung beim Blitzinduktor. Phys. ZS. **15**, 630—638, 1914.

H. B. Baker, Erich Tiede, R. J. Strutt, Emil Domcke. Active Nitrogen. Nature **93**, 478, 1914.

R. J. Strutt. Luminous Vapours Distilled from the Arc, with Applications to the Study of Spectrum Series and their Origin. I. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 364—372, 1914.

A. Vosmaer. The brush discharge. Electrician **73**, 454—455, 1914.

Charles E. St. John and **Harold D. Babcock.** A Displacement of Arc Lines Not Due to Pressure. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 487—488, 1914.

Arthur S. King. The variation with temperature of the electric furnace spectrum of titanium. Astrophys. Journ. **39**, 139—165, 1914.

A. Partzsch. Über den lichtelektrischen Strom in Gasen für Feldstärken und Drucke, bei denen keine Stoßionisation stattfindet. Ann. d. Phys. (4) **44**, 556—584, 1914.

K. Hauch. Das Verhalten von Mineralien bei Kathodenlicht. Prometheus **25**, 418—420, 1914.

S. Smith. Initial Stages of Ionization by Collision. Phil. Mag. (6) **27**, 963—976, 1914.

W. Schottky. Über Raumladungswirkungen bei Strömen positiver Ionen im hohen Vakuum. Phys. ZS. **15**, 656—657, 1914.

R. D. Kleeman. The Disintegration of an Ion Cluster in a Gas under the Influence of an Electric Field. Phil. Mag. (6) **27**, 917—942, 1914.

Arciero Bernini. Sulla velocità specifica degli ioni uscenti dall' arco elettrico. Rend. Lomb. (2) **47**, 408—416, 1914.

John S. Townsend. The Potentials required to Maintain Currents between Coaxial Cylinders. Phil. Mag. (6) **28**, 83—90, 1914.

B. Bianu. Über die Ionisation des Wasserdampfes durch die α-Strahlen des Poloniums. Le Radium **11**, 65—69, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 8—9.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

J. Holtsmark. Versuche über die Lichterregung durch Kathodenstrahlen in Wasserstoff. Phys. ZS. **15**, 605—608, 1914.

O. H. Smith. Photographs of Retrograde Rays, (a) from the Cold Cathode, (b) from the Hot Lime Cathode. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 503—504, 1914.

Herbert Edmeston Watson and **Gostabehari Pal.** On the Radioactivity of the Rocks of the Kolar Gold-Fields. Phil. Mag. (6) **28**, 44—51, 1914.

Heinrich Mache. Über den Gehalt des Meerwassers an Radium und Thorium. Wien. Anz. 1914, 345—347.

A. van den Broek. Zu dem „Nachtrag zu dem Aufsatz von Dr. K. Fajans: Die Radioelemente und das periodische System“. Die Naturwissenschaften **2**, 717, 1914.

Maurice Curie. Sur les écarts de poids atomiques obtenus avec le plomb provenant de divers minéraux. C. R. **158**, 1676—1679, 1914.

O. Hönigschmid et Mlle **St. Horovitz.** Sur le poids atomique du plomb de la pechblende. C. R. **158**, 1796—1798, 1914.

Theodore W. Richards and **Max E. Lembert.** The atomic weight of lead of radioactive origin. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1329—1344, 1914.

Robert W. Lawson. Thorium Lead — An Unstable Product. Nature **93**, 479, 1914.

A. van den Broek. Radio-activity and Atomic Numbers. Nature **93**, 480, 1914.

Kasimir Fajans, Helene Towara. Über ein neues langlebiges Glied der Wismutplejade. Die Naturwissenschaften **2**, 685—686, 1914.

Giuseppe Oddo. Die Molekularstruktur der radioaktiven Atome. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 253—268, 1914.

O. Göhring. Einige Versuche zur Frage des Aktiniumursprunges. Phys. ZS. **15**, 642—645, 1914.

W. M. Hicks. On the Effect of the Magneton in the Scattering of α-Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 356—364, 1914.

A. F. Kovarík. Reichweite der α-Teilchen in Luft bei verschiedenen Temperaturen. Le Radium **11**, 69—71, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 7.

B. Bianu. Über die Ionisation des Wasserdampfes durch die α-Strahlen des Poloniums. Le Radium **11**, 65—69, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 8—9.

H. Geiger. Stoßweise Spitzenentladungen und die elektrische Methode der Zählung der α-Teilchen. Erwiderung auf die gleichlautende Arbeit der Herren L. Myssowsky und K. Nesturch. Ann. d. Phys. (4) **44**, 813—815, 1914.

O. v. Baeyer, O. Hahn und **L. Meitner.** Das magnetische Spektrum der β-Strahlen des Uran X. Phys. ZS. **15**, 649—650, 1914.

Z. Klemensievicz. Sur les propriétés électrochimiques du radium B et du thorium B. C. R. **158**, 1889—1892, 1914.

L. Wertenstein. Recherches éxpérimentales sur le recul radioactif (suite). Ann. de phys. (9) **1**, 393—432, 1914.

A. Blanc. Sur un rayonnement accompagnant l'oxydation du phosphore. C. R. **158**, 1492—1493, 1914.

Otto Scheuer. Sur une réduction de l'oxyde de carbone par l'hydrogène provoquée par l'émanation du radium. C. R. **158**, 1887—1889, 1914.

Maurice de Broglie. Sur l'analyse spectrale directe par les rayons secondaires des rayons de Röntgen. C. R. **158**, 1785—1788, 1914.

M. de Broglie. Sur la spectroscopie des rayons secondaires émis hors des tubes à rayons de Röntgen, et les spectres d'absorption. C. R. **158**, 1493—1495, 1914.

W. Friedrich. Interférences des rayons Röntgen. Arch. sc. phys. et. nat. (4) **37**, 397—408, 1914.

J. Laub. Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. II. Phys. ZS. **15**, 622—624, 1914.

J. Laub. Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. III. Phys. ZS. **15**, 665—667, 1914.

W. H. Bragg. X-rays and crystalline structure. Discourse delivered at the Royal Institution on June 5. Nature **93**, 494—498, 1914.

L. Benoist et **H. Copaux.** Fixation de quelques poids atomiques contestés par la méthode de transparence aux rayons X. Bull. soc. chim. (4) **15**, 484—491, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Paul Pascal. Les propriétés diamagnétiques des éléments suivent une loi périodique. C. R. **158**, 1895—1897, 1914.

Ernest Wilson. On the Properties of Magnetically Shielded Iron as Affected by Temperature. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 343—349, 1914.

W. F. G. Swann. Some Points with Regard to the Variation of the Specific Magnetization of a Substance with Temperature. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of a Physical Society. April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 485, 1914.

A. Quartaroli. Su di un metodo qualitativo per lo studio della suscettività magnetica delle soluzioni. Cim. (6) **7**, 159—164, 1914.

B. Osgood Peirce. The demagnetizing factors of cylindrical rods in high uniform fields. Proc. Amer. Acad. **50**, 51—64, 1914.

W. H. Keesom. On the manner in which the susceptibility of paramagnetic substances depends on the density. Proc. Amsterdam **17**, 110—122, 1914.

A. E. Oxley. The Influence of Molecular Constitution and Temperature on Magnetic Susceptibility. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 395—397, 1914.

W. C. Mc C. Lewis. On the Relation of the Internal Pressure of a Liquid to its Dielectric Capacity and Permeability. Phil. Mag. (6) **28**, 104—116, 1914.

Hermann Rohmann. Magnetisierung in schnell oszillierenden Feldern. Ann. d. Phys. (4) **44**, 817—848, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. J. The imitation of an Ampère molecular current or of a permanent magnet by means of a supra-conductor. Proc. Amsterdam **17**, 12—20, 1914.

A. Defretin. Sur les courants de Foucoult dans un tore de fer doux plein et l'influence de l'hystérésis. C. R. **158**, 1885—1887, 1914.

Hermann Zahn. Über die elektronentheoretische Auffassung der thermomagnetischen Effekte. Berichtigung. Phys. ZS. **15**, 663—665, 1914.

W. J. de Haas. The effect of temperature and transverse magnetisation on the continuous-current resistance of crystallized autimony. Proc. Amsterdam **16**, 1110—1123, 1914.

Hermann Rohmann. Magnetisierung in schnell oszillierenden Feldern. Ann. d. Phys. (4) **44**, 817—848, 1914.

F. J. Rogers. An Electromagnetic Puzzle. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 500—501, 1914.

André Blondel. Sur l'analyse harmonique des courants alternatifs par la résonance. C. R. **158**, 1640—1646, 1914.

R. Swyngedauw. Sur le contrôle de l'isolement d'un réseau triphasé à point neutre isolé. C. R. **158**, 1500—1502, 1914.

A. Sčukarev (Schükarew). Über die magnetochemischen Erscheinungen. Phys. ZS. **15**, 670—673, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

F. Bourcier. Sur la propagation des ondes hertziennes le long d'un fil enroulé en hélice. C. R. **158**, 1882—1884, 1914.

Paul Jégou. Dispositif pour étudier la puissance des oscillations captées dans une réception de télégraphie sans fil. C. R. **158**, 1784—1785, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

Oreste Murani. Sull' osservazione del fenomeno Zeeman. Rend. Lomb. (2) **47**, 477—488, 1914.

E. O. Dieterich. The Control of the Wave-Length-Sensibility Curves for Selenium. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 498, 1914.

R. W. Wood and G. Ribaud. The Magneto-optics of Jodine Vapour. Phil. Mag. (6) **27**, 1009—1018, 1914.

R. W. Wood und G. Ribaud. Die Magnetooptik des Joddampfes. (The magneto-optics of Jodine Vapour.) Phys. ZS. **15**, 650—656, 1914.

H. Deslandres et **V. Burson.** Étude précise des spectres de bandes, dits „spectres de Swan" dans le champ magnétique. Division et polarisation des raies spectrales. C. R. **158**, 1851—1858, 1914.

A. Partzsch. Über den lichtelektrischen Strom in Gasen für Feldstärken und Drucke, bei denen keine Stoßionisation stattfindet. Ann. d. Phys. (4) **44**, 556—584, 1914.

G. A. Dima. Sur les vitesses initiales des électrons photo-électriques. C. R. **158**, 1573—1575, 1914.

A. Goldmann und **J. Brodsky.** Zur Theorie des Becquereleffektes. I. Lichtelektrische Untersuchungen an oxydierten Kupferelektroden. Ann. d. Phys. (4) **44**, 849—900, 1914.



A. Goldmann. Zur Theorie des Becquereleffektes. II. Grundzüge einer lichtelektrischen Theorie des Becquereleffektes. Ann. d. Phys. (4) **44**, 901—915, 1914.

O. Stuhlmann, R. Piersol. The Photo-electric Effect of Carbon as Influenced by its Absorbed Gases. Nature **93**, 454, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

J. H. Jeans. Report on radiation and the quantum-theory. 90 S. London, The Electrician printing and publishing Co., Ltd. 1914. (The Physical Society of London.) (Preis 6 s.)

Eva von Bahr. On the Quantum-theory and the Rotation-Energy of Molecules. Phil. Mag. (6) **28**, 71—83, 1914.

Jacques Duclaux. Le mécanisme du rayonnement lumineux et le quantum d'entropie. C. R. **158**, 1879—1882, 1914.

Felix Ehrenhaft. Eine neue Methode zum Nachweise und zur Messung des Strahlungsdruckes bzw. der von diesem auf kleine Partikel übertragenen Bewegungsgröße. Phys. ZS. **15**, 608—610, 1914.

Jakob Kunz. An attempt at an electromagnetic emission theory of light. Phys. Rev. (2) **3**, 464—475, 1914.

J. W. Nicholson. Atomic Structure and the Spectrum of Helium. Phil. Mag. (6) **28**, 90—103, 1914.

Paul S. Epstein. Die ponderomotorischen Drehwirkungen einer Lichtwelle und die Impulssätze der Elektronentheorie. Ann. d. Phys. (4) **44**, 593—604, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Harvey Brace Lemon. A polarization spectrophotometer using the Brace prism. Astrophys. Journ. **39**, 204—212, 1914.

E. F. Fournier. On a Typereading Optophone. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 373—375, 1914.

C. Barus. An Application of the Displacement Interferometer to the Horizontal Pendulum. Sill. Journ. (4) **37**, 501—513, 1914.

E. H. Kraus und **L. J. Youngs.** Ein neuer Erhitzungsapparat zur Bestimmung der Änderungen des optischen Achsenwinkels bei höheren Temperaturen. Zentralbl. f. Min. 1914, 356—359.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

G. Bruhat. Sur la propagation de la lumière dans les milieux actifs absorbants. Soc. Franç. de Phys. Nr. 60, 3—4, 1914.

Ch. Fabry et **H. Buisson.** Vérification expérimentale du principe de Doppler-Fizeau. C. R. **158**, 1498—1499, 1914.

Maurice Prud'homme. L'indice de réfraction au point critique. Journ. chim. phys. **12**, 282—288, 1914.

Victor Henri. Étude de la dispersion des rayons ultraviolets par les corps organiques. C. R. **158**, 1892—1894, 1914.

Victor Henri. Dispersion des rayons ultraviolets par les corps organiques. Soc. Franç. de Phys. Nr. 60, 1—3, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

Janet Tucker Howell. The fundamental law of the grating. Astrophys. Journ. **39**, 230—242, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

O. Lehmann. Die optische Anisotropie der flüssigen Kristalle. Phys. ZS. **15**, 617—622, 1914.

W. E. Ford. Beiträge zur optischen Kenntnis der Hornblenden. ZS. f. Krist. **54**, 1—16, 1914.

A. Boutaric. Beitrag zur optischen Untersuchung trüber Medien. Beziehung zwischen Absorptionsvermögen und Polarisation des zerstreuten Lichtes. Le Radium **11**, 74—81, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 6.

Arrigo Mazzucchelli. Über die Theorie des Drehungsvermögens der Flüssigkeiten. Gazz. chim. ital. **44**, 410—417, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **1**, 2086.

G. Bruhat. Sur la propagation de la lumière dans les milieux actifs absorbants. Soc. Franç. de Phys. No. 60, 3—4, 1914.

G. H. Livens. On a Theory of the Rotational Optical Activity in Isotropic Media. Phil. Mag. (6) **27**, 994—1009, 1914.

G. H. Livens. Bemerkung zu einer Theorie der natürlichen optischen Drehungsaktivität. (Note on a Theory of the Instrinsic Optical Activity of Rotational Type.) Phys. ZS. **15**, 667—668, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Hedwig Kohn. Über das Wesen der Emission der in Flammen leuchtenden Metalldämpfe. Ann. d. Phys. (4) **44**, 749—782, 1914.

R. J. Strutt. Luminous Vapours Distilled from the Arc, with Applications to the Study of Spectrum Series and their Origin. I. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 364—372, 1914.

Ch. Wali-Mohammad. The complex structure of spectrum lines. Astrophys. Journ. **39**, 185—203, 1914.

Theodore Lyman. An Extension of the Spectrum in the Extreme-Violet. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 504—505, 1914.

Arthur S. King and **Peter Paul Koch.** An application of the registering microphotometer to the study of certain types of laboratory spectra. Astrophys. Journ. **39**, 213—229, 1914.

G. K. Burgess and **P. D. Foote.** The Emissivity of Metals and Oxides. I. Nickel Oxide (NiO) in the Range 600 To 1300° C. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 494, 1914.

R. Ladenburg et **F. Reiche.** Sur la répartition de l'énergie dans les raies D du sodium. C. R. **158**, 1788—1790, 1914.

W. M. Hicks. High-frequency Spectra and the Periodic Table. Phil. Mag. (6) **28**, 139—142, 1914.

J. R. Rydberg. The Ordinals of the Elements and the High-frequency Spectra. Phil. Mag. (6) **28**, 144—149, 1914.

W. Marshall Watts. On the Spectra given by Carbon and some of its Compounds; and, in particular, the „Swan" Spectrum. Phil. Mag. (6) **28**, 117—128, 1914.

J. W. Nicholson. Atomic Structure and the Spectrum of Helium. Phil. Mag. (6) **28**, 90—103, 1914.

K. W. Meißner. Sauerstoff in der Sonne. Phys. ZS. **15**, 668—670, 1914.

B. J. Spence. The infra-red absorption spectra of some alkaloids. Astrophys. Journ. **39**, 243—262, 1914.

Arthur S. King. The variation with temperature of the electric furnace spectrum of titanium. Astrophys. Journ. **39**, 139—165, 1914.

Charles E. St. John and **Harold D. Babcock.** A Displacement of Arc Lines Not Due to Pressure. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 487—488, 1914.

G. W. Middlekauff and **J. F. Skogland.** Characteristic Curves ef Tungsten Filament Incandescent Lamps and Their Application in Heterochromat C Precision Photometry. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 485—487, 1914.

Léon et **Eugène Bloch.** Sur les spectres d'étincelle de quelques éléments dans l'ultraviolet extrême. C. R. **158**, 1416—1418, 1914.

Charles N. Haskins. Note on the evaluation of the constant C_2 in Planck's radiation equation. Phys. Rev. (2) **3**, 476—478, 1914.

J. Elster und **H. Geitel.** Über eine notwendige Vorsichtsmaßregel bei der Photometrie sehr großer Lichtstärken vermittelst hochempfindlicher Alkalimetallzellen. Phys. ZS. **15**, 610—611, 1914.

M. Luckiesch. On the Growth and Decay of Color Sensations in Flicker Photometry. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 488—489, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

R. W. Wood et **L. Dunoyer.** La résonance optique de la vapeur de sodium sous l'excitation d'une seule des raies. C. R. **158**, 1490—1492, 1914.

R. W. Wood and **L. Dunoyer.** The Separate Excitation of the Centres of Emission of the D Lines of Sodium. Phil. Mag. (6) **27**, 1018—1025, 1914.

L. Dunoyer and **R. W. Wood.** Photometric Investigation of the Superficial Resonance of Sodium Vapour. Phil. Mag. (6) **27**, 1025—1035, 1914.

A. v. Malinowski. Untersuchungen über Resonanzstrahlung des Quecksilberdampfes. Ann. d. Phys. (4) **44**, 935—968, 1914.

Edward L. Nichols and **Ernest Merritt.** Note on the fluorescence of frozen solutions of the uranyl salts. Phys. Rev. (2) **3**, 457—463, 1914.

E. Newton Harvey. On the chemical nature of the luminous material of the firefly. Science (N. S.) **40**, 33—34, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Ludwig Holzer. Eine Bemerkung zur Thermodynamik bewegter Systeme. Phys. ZS. **15**, 642, 1914.

Paul S. Epstein. Zur Thermodynamik von Systemen mit nicht additiver Entropie. Phys. ZS. **15**, 673—675, 1914.

J. Bródy. Das thermodynamische Gleichgewicht und dessen Verschiebung unter allgemeinen äußeren Bedingungen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 585—592, 1914.

Otto Stern. Zur Theorie der Gasdissoziation. Ann. d. Phys. (4) **44**, 497—524, 1914.

K. Baedeker und **W. Vehrigs.** Die durch Deformation hervorgerufenen Thermokräfte ùnd ihre Benutzung zur Messung der elastischen Hysteresis. Ann. d. Phys. (4) **44**, 783—800, 1914.

Marcel Brillouin. Theorie thermodynamique des solides isotropes peu déformés. Ann. de phys. (9) **1**, 433—456, 1914.

P. Ehrenfest. Zum Boltzmannschen Entropie-Wahrscheinlichkeitstheorem. I. Phys. ZS. **15**, 657—663, 1914.

J. D. van der Waals, Jr. On the law of partition of energy. V. Proc. Amsterdam **16**, 1082—1095, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

H. Hulshof. On the thermodynamic potential as a kinetic quantity. (First part.) Proc. Amsterdam **17**, 85—91, 1914.

J. P. Kuenen. The diffusion-coefficient of gases and the viscosity of gas-mixtures. Proc. Amsterdam **16**, 1162—1166, 1914.

Martin Knudsen. Eine Methode zur Bestimmung des Molekulargewichts sehr kleiner Gas- oder Dampfmengen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 525—536, 1914.

Felix Ehrenhaft. Die Quanten der Elektrizität. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche das Elektron unterschreiten, sowie ein Beitrag zur Brownschen Bewegung in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 657—700, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

Thadée Peczalski. Les coefficients de dilatation et les phénomènes thermiques. Ann. de phys. (9) **1**, 457—477, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

C. E. Mendenhall and **W. E. Forsythe.** High Temperature Measurements with the Stefan-Boltzmann Law. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 492—493, 1914.

A. G. Worthing and **W. E. Forsythe.** Some Effects of Diffraction on Brightness Measurements Made with the Holborn-Kurlbaum Optical Pyrometer. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **3**, 494—496, 1914.

Charles C. Bidwell. A comparison of actual and black-body temperatures. Phys. Rev. (2) **3**, 439—449, 1914.

Charles C. Bidwell. Note on a thermo-junction of carbon and graphite. Phys. Rev. (2) **3**, 450—452, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

J. J. van Laar. A new relation between the critical quantities, and on the unity of all the substances in their thermic behaviour. (Continued.) Proc. Amsterdam **16**, 1047—1075, 1914.

W. C. Mc C. Lewis. On the Relation of the Internal Pressure of a Liquid to its Dielectric Capacity and Permeability. Phyil. Mag. (6) **28**, 104—116, 1914.

J. D. van der Waals. On the critical density for associating substances. Proc. Amsterdam **16**, 1076—1081, 1914.



Maurice Prud'homme. L'indice de réfraction au point critique. Journ. chim. phys. **12**, 282—288, 1914.

C. Mebius. Sur la formule de compressibilité des gaz et des liquides déduite des équations fondamentales de l'hydrostatique. Ann. de phys. (9) **1**, 485—488, 1914.

Thadée Peczalski. Les coefficients de dilatation et les phénomènes thermiques. Ann. d. phys. (9) **1**, 457—477, 1914.

W. H. Keesom. The chemical constant and the application of the quantumtheory by the method of the natural vibrations to the equation of state of an ideal monatomic gas. Proc. Amsterdam **17**, 20—23, 1914.

G. Tammann. Über P. W. Bridgmans Kritik. ZS. f. phys. Chem. **88**, 57—62, 1914.

Eugene C. Bingham. Fluidity as a function of volume, temperature and pressure. The equation of state, and the two kinds of viscous resistance socalled „slipping" of gases. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1393—1408, 1914.

R. Marcelin. Évaporation des liquides et des solides faiblement surchauffés. C. R. **158**, 1419—1421, 1914.

R. Marcelin. Échange de matière entre un liquide ou un solide et sa vapeur saturée. C. R. **158**, 1674—1676, 1914.

A. Smits, S. C. Bokhorst and **J. W. Terwen.** On the vapour pressure lines of the system phosphorus. I. Proc. Amsterdam **16**, 1174—1186, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

August Eggert. Experimentelle Bestimmung der spezifischen Wärme des Heliums für gewöhnliche und höhere Temperatur. Ann. d. Phys. (4) **44**, 643—656, 1914.

James Riddick Partington. Eine Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen des Chlors, sowie eine Berechnung der spezifischen Wärmen mittels der Berthelotschen Zustandsgleichung. Phys. ZS. **15**, 601—605, 1914.

Wilhelm Siegel. Untersuchungen von Gasgleichgewichten und spezifischen Wärmen nach der Explosionsmethode. ZS. f. phys. Chem. **87**, 641—668, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

R. S. Capon. Note on spectroscopic binaries and the velocity of light. Month. Not. **74**, 6, 507—517, 1914.
O. R. Walkey. The sun's place within the star-sphere. Month. Not. **74**, 7, 649—655, 1914.
Prof. **H. N. Russell.** Relations between the spectra and other characteristics of the stars. III. Nature **93**, 2324, 281—286, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

A new photographic chart of the moon. Nature **93**, 2325, 304, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

J. W. Nicholson. The constitution of Nebulae. Month. Not. **74**, 6, 486, 1914.
J. W. Nicholson. On the nebular line λ 3729. Month. Not. **74**, 7, 623 —628, 1914.
The spectra of δ Cephei and ς Geminorum. Nature **93**, 2326, 331, 1914.

1 D. Die Sonne.

Prof. **David Todd.** The total eclipse of 1914 in Turkey and Persia. Nature **93**, 2325, 311—312, 1914.

1 E. Kometen.

A new comet. Nature **93**, 2325, 303, 1914.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Telescopic meteors. Nature **93**, 2325, 303—304, 1914.
W. M. Foote. Note on a new meteoric iron from Mount Edith, Ashburton District, West-Australia. Sill. J. **37**, 221, 391—399, 1914.

1 G. Zodiakallicht.]

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Bericht über die Tätigkeit des Königl. Preuß. Meteorol. Instituts im Jahre 1913. Erstattet vom Direktor. Berlin, 1914. 8^0. 65, 135 S., 8 Taf. (Veröffentl. d. Königl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272.)
Th. Arendt. Nachruf auf Georg Lachmann. Veröffentl. d. Königl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

J. Vincent. Traité de Météorologie. Bruxelles 1914. 8⁰. VIII S., 1 Bl., 418 S.
B. J. Birkeland und **Th. Hesselberg.** Der Widerstand einer bewegten Kugel im homogenen Medium. Kristiania 1914. 8⁰. 15 S. (Videnskapselskapets Skrifter, I. Mat.-nat. Kl., 1913, Nr. 11.).
Landwirtschaftlich-meteorologische Abhandlungen. Lief. XII. Redigiert von P. Brounow, St. Petersburg 1913. 8⁰. 3 Bl., 198 S. Text russisch.
R. Thieme. Der Empfang drahtloser meteorologischer Signale. Met. ZS. **31**, 5, 243—244, 1914.
Jahresbericht für 1913 der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft. Met. ZS. **31**, 5, 235—238, 1914.
Axel Wallén. Temperatur, Niederschlags- und Wasserstandsschwankungen in Nordeuropa. Met. ZS. **31**, 5, 209—220, 1914.
Sechsunddreißigster Jahresbericht über die Tätigkeit der Deutschen Seewarte für das Jahr 1913. Hamburg 1914. 8⁰. 2 Bl., 40 S.
M. Brinkmann. Beobachtung und Versuch im erkundlichen und wetterkundlichen Unterricht. Ein Beitrag zur Selbstbetätigung des Schülers. Leipzig 1913. 8⁰. 2 Bl., 52 S., 1 Taf.
J. W. Gregory. Is the earth drying up? Geogr. J. **43**, Nr. 2 u. 3, 148—172 und 293—318, 1914.
E. Rothé et **R. Clarté.** Influence de l'état de l'atmosphère sur la propagation et la réception des ondes hertziennes. C. R. **158**, 10, 699—702, 1914.
Vierteljahrsbericht der Kaiserl. Hauptwetterwarte von Deutsch-Ostafrika. Jahrgang 1912. 1. bis 4. Vierteljahr. Daressalam 1913. Fol. 4 Blatt.
Dr. **K. Sapper**, Straßburg i. E. Meteorologische Beobachtungen, angestellt zu Quezaltenango, Guatemala, in den Jahren 1912 u. 1913. Met. ZS. **31**, 5, 251—252, 1914.
Meteorological Report for the year 1911. Part II. Climatological and rainfall observations. Cairo 1913. 4⁰. XVI, 198, XI S., 1 Taf. (Ministry of Finance, Egypt. Survey Departement.)
Riepilogo annuale delle osservazioni meteorologiche fatte durante l'anno 1913 nel R. Istituto Idrografico. Genova 1914. 4⁰. 8 Bl., 5 Taf.
Temperatur, Niederschlag und Sonnenschein im Jahre 1913 in Norddeutschland. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.
Anuario del Observatorio Astronomico Nacional de Tacubaya para el año de 1914. Formado bajo la direccion del ingeniero Valentin Gama. Año XXXIV, México 1913. 8⁰. 510 S.
Ammaire météorologique pour 1914, publié par les soins de J. Vincent. (Institut royal météorologique de Belgique.) Bruxelles 1913. 8⁰. VII, 223 S., 11 Taf.
Nautisk-Meteorologisk Aarbog (Nautical Meteorological Annual) 1913. Kjøbenhavn 1914. 4⁰. XLIV, 156, 20 Taf. (Publikationer fra det Danske Meteorologiske Institut.)
Annales du Bureau Central Météorologique de France, publiées par A. Angot. Année 1911. II. Observations. Paris 1913. 4⁰. 2 Bl., 292, 80, 103 S.
Observations météorologiques. Année 1912. Institut Botanique de l'État de Buitenzorg. Buitenzorg (1914). 4⁰. 12 Bl.
Osservazioni meteorologiche dell' annata 1912. Osservatorio della R. Università di Bologna, Bologna 1913. 4⁰. 31 S. S.-A. Mem. R. Accad. Sc. dell' Inst. di Bologna (6) **10**, 1912—1913.
Results of the meteorological observations in Japan for the lustrum 1906—1910, Tokio 1913. 4⁰. 345 S.
Eduard Lampe. Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen in Wiesbaden im Jahre 1912. (S.-A.: Jahrb. d. Nassauischen Ver. f. Naturkunde in Wiesbaden **66**, 1913. Wiesbaden 1913. 8⁰. 52 S.)
Jaarverslag 1913. Koninklijk Magnetisch en Meteorologisch Observatorium te Batavia. Batavia 1914. 8⁰. 40 S.
A. Gottschling. Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen in Hermannstadt in dem Zeitraum von 1851—1910. Hermannstadt 1913. 8⁰, 73 S. S.-A. Siebenburg. Verein f. Naturw. in Hermannstadt **63**, Heft 1 u. 2.

Meteorologische Beobachtungen auf der Osterinsel, Mai 1911 bis April 1912. Mit Aufsätzen von F. de Montessus de Ballore, F. Fuentes, J. Felsch, W. Knoche. Santiago de Chile 1913. Fol. VIII, 180 S., 27 Taf.

Bulletin de l'Observatoire météorologique de l'université impériale de Kazan 1913. Kazan 1913. 8⁰. 52 S., 2 Taf.

Bulletin des observations météorologiques. Observatoire St. Louis, Jersey (Iles de la Manche) Angleterre. XXᵉ année 1913. Jersey-St. Hélier 1913—1914. 4⁰. 16 Bl.

XLᵉ Bulletin météorologique annuel du Département des Pyrenées-Orientales publié sous les auspices du Conseil général par O. Mengel, Directeur de l'Observatoire. Année 1911. Perpignan (1914). 4⁰. 52 S., 1 Bl., 2 Taf.

Franz Siegel (Curityba). Resultate der meteorologischen Beobachtungen im Jahre 1913 am Observatorium erster Ordnung zu Curityba (Staat Paraná, Brasilien). Met. ZS. **31**, 5, 245—246, 1914.

Curityba, meteorologische Beobachtungsergebnisse 1911 u. 1912. Met. ZS. **31**, 5, 246, 1914.

Results of meteorological, magnetical, and seismological Observations 1913. Stonyhurst College Observatory. Liverpool 1914. 8⁰. XIV, 56 S.

XLᵉ Bulletin météorologique annuel du département des Pyrénées-Orientales publié sous les auspices du conseil général. Année 1911. Perpignan (1914). 4⁰. 52 S., 2 Taf., 1 Bl.

Bulletin annuel des observations météorologiques 1912. Commission météorologique de la Haute-Loire, Le Puy-en-Velay 1913. 8⁰. 2 Bl., 84 S.

Bulletin mensuel de l'Observatoire Météorologique de l'Université d'Upsala. Vol. XLV. Année 1913. Upsala 1913/14. Fol., 74 S.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

M. A. Rykatschew. Rapport préliminaire de la Commission internationale polaire d'aérostation scientifique réunie à Copenhague le 28 février—1 mars 1914. St. Pétersbourg 1914. 8⁰. Bull. de l'Acad. Imp. d. Scs. St. Pétersbourg (6), No. 6, 369—376, 1914, 1 Karte.

Alexander Mc Adie. Standard units in Aerology. Science **39**, 1001, 391—392, 1914.

Van Bemmelen. Ballonaufstiege zu Batavia. Met. ZS. **31**, 5, 247—248, 1914.

R. Wenger. Bemerkung zu meiner Arbeit „Über den Einfluß der Instrumentalfehler auf die synoptische Darstellung aerologischer Simultanaufstiege". Met. ZS. **31**, 5, 240—242, 1914.

Ernest Gold. The international kite and balloon ascents. A dissertation which obtained the first prize awarded in 1912 by the German Meteorological Society in the competition announced at the Society's 25 th Annual Congress at Hamburg in 1908. London 1913. 4⁰. Meteorological Office, Geophysical Memoirs, No. 5, S. 61—144, 6 Taf.

C. Braak. Die tägliche Temperaturschwankung der Luft in verschiedenen Höhen über dem tropischen Meere. Beitr. z. Phys. d. freien Atmo. **6**, 3, 141—152, 1914.

A. Schmauß. Die Substratosphäre. Beitr. z. Phys. d. freien Atmo. **6**, 3, 153—164, 1914.

R. Dietzius. Vertikale Luftströmungen an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Beitr. z. Phys. d. freien Atmo. **6**, 3, 165—172, 1914.

A. Wigand und **G. Lutze.** Bericht über eine wissenschaftliche Freiballonfahrt bis 9425 m Höhe. Beitr. z. Phys. d. freien Atmo. **6**, 3, 173—186, 1914.

Dr. **W. van Bemmelen.** Temperature-difference between the up and down traces of sounding-balloon diagrams. Nature **93**, 2324, 269, 1914.

W. H. Dines. Temperature-difference between the up and down traces of sounding-balloon diagrams. Nature **93**, 2326, 320—321, 1914.

Charles J. P. Cave. Upper air research. Nature **93**, 2326, 334—339, 1914.

A. Schmauß. Münchener aerologische Studien Nr. 6. Hc und Tc im Auf- und Abstiegsdiagramm. München 1914. 4^0. 6 S. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Kgr. Bayern **36**, Jahrg. 1914.

P. Zistler und **K. Bux.** Münchener Pilotballonbeobachtungen im Jahre 1913. München 1914. 4^0. 31 S. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Kgr. Bayern **35**, Jahrg. 1913.

P. Schreiber. Zur Praxis der Gummipiloten. Deutsche Luftfahrer-ZS. **18**, 7, 151—153, 1914 und Nr. 8, 178—179.

2 A_3. Luftfahrt und Flugwesen.

Institut aérodynamique de Koutchino 1904—1914. Moscou 1914. 8^0. 7 S., 4 Taf.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

G. Gouy. De l'action de la pesanteur sur les mélanges gazeuse, notamment dans l'atmosphère terrestre. C. R. **28**, 10, 664—668, 1914.

G. Lachmann (†). Linien gleicher Luftdichte (Isopyknen). Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

2 C_1. Lufttemperatur.

H. Henze. Einige Zusätze zu der Abhandlung „Der tägliche Gang der Lufttemperatur in Deutschland". Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

J. v. Hann. J. J. Craig: Der Effekt der Temperatur des Mittelmeeres auf die Temperatur in Ägypten. Met. ZS. **31**, 5, 244—245, 1914.

A. Boutaric. Sur l'état thermique de l'atmosphère. C. R. **158**, 9, 652—655, 1914.

G. Schwalbe. Die bemerkenswertesten Temperaturabweichungen des Jahres 1913. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

Karl Almstedt. Die Kälterückfälle im Mai und Juni. Dissertation, Göttingen 1913. 8^0. 33 S., 4 Taf.

C. M. Richter. San Francisco colds and their relation to the physics of the atmosphere. New York 1913. 8^0. 15 S.

C. F. Les froids de janvier 1914. Études méteorologiques de M. G. Eiffel. L'astronomie **28**, Mars 142—145, 1914.

San Diego (Kalifornien). Temperaturextreme 1873—1912. Met. ZS. **31**, 5, 251, 1914.

2 C_2. Strahlung.

A. Schmauß und **R. Emden.** Atmosphärische Strahlung. Met. ZS. **31**, 5, 239—240, 1914.

M. Milankovitch. Zur Theorie der Strahlenabsorption in der Atmosphäre. Ann. d. Phys. **43**, 4, 623—638, 1914.

C. G. Abbot. The solar constant of radiation. Science **39**, Nr. 1001, 335—348, 1914.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

W. v. Keßlitz. Über die Windverhältnisse in der Adria. Met. ZS. **31**, 5, 248—251, 1914.

Th. Flajolet. Observations faites à l'Observatoire de Lyon pendant l'ouragan du 22 février 1914. C. R. **158**, 10, 744—746, 1914.

Une tempête nettement caractérisée sur la France du Nord. L'astronomie **28**, Avril, 191—192, 1914.

Albert Benke. Der Einfluß des Windes bei der Bildung von Ackererde. Die Naturwissensch. **2**, 16, 396—398, 1914.

Th. Arendt. Gewitterböen. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

2 F. Wasserdampf.

J. v. Hann. Verdunstungsmessungen am Panamakanal. Met. ZS. **31**, 5, 252—253, 1914.

R. Süring. Über die Bestimmung der relativen Wolkengeschwindigkeit. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

2 G. Niederschläge.

H. Keller. Ursprung und Verbleib des Festlandniederschlages. Berlin 1914. 8⁰. 2 Bl., 46 S., 1 Taf. (Jahrb. f. d. Gewässerkde. Norddeutschlands. Besondere Mitteilungen **2**, Nr. 7).

H. Keller. Wasserhaushalt und Wasserwirtschaft. Festrede am 22. März 1914 in der Kgl. Akad. des Bauwesens. Berlin, Wilh. Ernst & Sohn, 1914. 8⁰. 15 S.

P. Vaillant. Sur la loi de Tait et la variation de la grandeur des gouttes avec la vitesse de la chute. C. R. **158**, 13, 936—938, 1914.

G. Hellmann. Die Niederschlagsverteilung im Harz. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

G. Hellmann. Regenkarten der Provinzen Schleswig-Holstein und Hannover sowie von Oldenburg, Braunschweig, Hamburg, Bremen, Lübeck und vom Harz. Mit erläuterndem Text und Tabellen. Zweite vermehrte Auflage. Berlin, Dietrich Reimer, 1913. 8⁰. 36 S., 3 Taf. (Preis 3 ℳ.) (Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 270).

Grohmann. Steht die Niederschlagsmenge noch im Einklang mit dem Wasserverbrauch der Bevölkerung, Industrie und Landwirtschaft? Leipzig 1914. 8⁰. 15 S. (Schriften der ökonom. Ges. im Kgr. Sachsen).

Alexander G. Mc Adie. The rainfall of California. Berkeley 1914. 8⁰. University of California Publications in Geography **1**, 127—240, mit 8 Taf.

Filippo Eredia. Sulla ripartizione delle secchezza. Roma 1914. 8⁰. 14 S. S.-A. Rivista Meteorico-Agraria. Anno XXXV, n. 2.

Nedbøriagttagelser i Norge, utgivt av det Norske Meteorologiske Institut. Mittelvaerdier, Maksima og Minima (Tillaegshefte til Aargang XVIII, 1912). Kristiania 1914. Fol. 2 Bl., XXII, 79, 49 S., 4 Taf., 2 Karten.

Niederschlagsbeobachtungen der meteorologischen Stationen im Großherzogtum Baden. Jahrg. 1913. Veröff. v. d. Zentralbureau f. Met. u. Hydr. im Großherzogtum Baden. 1. Halbjahr. Karlruhe 1913. 4⁰. 25 S. 2. Halbjahr. Karlsruhe 1914. 4⁰. 25 S.

C. Kaßner. Ergebnisse der Niederschlagsbeobachtungen im Jahre 1912. Berlin 1914. 4⁰. XLI, 158 S., 2 Taf. (Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 271.) (Preis 14 ℳ).

Fritz Heim. Diamantstaub und Schneekristalle in der Antarktis (Wedellsee). Met. ZS. **31**, 5, 232—235, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

A. Carse and **G. Shearer.** Atmospheric electric potential results at Edinburgh during 1912. Proc. of the R. Soc. of Edinburgh **34**, Part 4, 317—332, 1914.

K. Brämer. Blitzschäden bei den Mai- und Juni-Gewittern in Deutschland 1909 u. 1910. Mit Zusätzen von K. Langbeck. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

J. v. Hann. Gewitterstatistik in Ägypten. Met. ZS. **31**, 5, 251, 1914.

W. König. Die Gewittertätigkeit in Norddeutschland am 8. Juni 1913. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.
A. Peter. Beschädigungen von Waldbäumen durch Einzelblitze über größere Bodenflächen. Nachr. v. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. z. Göttingen, Heft 4, 1913, 539—551.
B. Szilard. Sur un paratonnere au radium. C. R. **158**, Nr. 10, 695—697, 1914.
v. Konkoly. Ó-Gyalla-Sternwarte. Ein merkwürdiger Blitzschlag. Met. ZS. **31**, 5, 238—239, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

A. Boutaric. Sur une relation entre l'absorption de l'atmosphère et la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel. Le Radium **11**, 1, 15—26, 1914.
R. Schachenmeier. Über den heutigen Stand der Theorie des Regenbogens. Die Naturwissensch. **2**, 16, 384—388, 1914.
Einige experimentelle Beiträge zum Phänomen der dreifachen Luftspiegelung nach Vince. Phys. ZS. **15**, 5, 304—308, 1914.
W. Hillers. Nachtrag zu einer Bemerkung über die Abhängigkeit der dreifachen Luftspiegelung nach Vince von der Temperaturverteilung. Phys. ZS. **15**, 5, 303—304, 1914.
Chr. Jensen. Die Fortschritte der meteorologischen Optik im Jahre 1912. Berlin 1913. 8⁰. S.-A. Mitteilungen der Vereinigung von Freunden der Astronomie und kosmischen Physik 1913, 166—183.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

Ernst Korselt. Über die täglichen regelmäßigen Schwankungen des Barometers und ihren Zusammenhang mit dem Kreislauf der Luft um den Erdball. Zittau 1914. 4⁰. 16 S. Beilage zum Jahresbericht 1914 des Kgl. Realgymnasiums Zittau.
Th. Hesselberg. Die Reibung in der Atmosphäre. Met. ZS. **31**, 5, 220—232, 1914.
W. N. Shaw. Principia atmospherica: a study of the circulation of the atmosphere. Edinburgh 1914. 8⁰. S.-A. Proceedings of the R. Soc. of Edinburgh **34**, 1, 77—112.
W. H. Dines. Laws of atmospheric movements. Nature **93**, 2324, 280, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

Carl Schultz. Zum weiteren Ausbau der Wetterkunde. Unter Bezugnahme auf den Sommer 1913. Hannover 1914. 8⁰. 20 S.
E. Millosevich. Dipositivo hertziano per osservazioni meteorologiche e previsioni di temporali. Atti della R. Accad. dei Lincei **22**, 12, 1913.
W. v. Kesslitz. Alte und neue Wetterregeln für die Adria. Laibach, v. Kleimayr. 1914. 8⁰.
Nils Ekholm. Examen de la „Tendance barométrique et des Caractéristiques“ de celle, proposées par la Commission pour télégraphie météorologique. Stockholm 1913. 8⁰. 16 S.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Johannes Mielke. Die Temperaturschwankungen 1870—1910 in ihrem Verhältnis zu der 11 jährigen Sonnenfleckenperiode. Hamburg 1913. 4⁰. 1 Bl., 63 S., 2 Taf. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte. XXXVI. Jahrg. 1913.

Willi König-Berlin. Berliner Regenfall und Sonnenflecken. Met. ZS. **31**, 5, 242—243, 1914.

H. Henze. Über Temperaturveränderungen in den Sommermonaten sonnenfleckenarmer Jahre zu Berlin. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

E. Barkow. Bericht über die Vergleichung der Hauptbarometer Berlin-Potsdam und Buenos-Aires. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

Wilhelm Schmidt. Vergleiche zwischen den Hauptbarometern der meteorologischen Zentralinstitute in Wien, Budapest, Belgrad, Sofia, Bukarest, Athen und Rom. Ausgeführt in den Jahren 1910 und 1911. Wien 1913. 4⁰. 12 S. S.-A. Jahrbücher der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie u. Geodynamik. Jahrgang 1911.

K. Knoch. Über die Kompensation des Temperatureinflusses bei Aneroidbarographen. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

G. Hellmann. Zur Bestimmung der Lufttemperatur. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

F. Schindelhauer. Prüfung des Momentverschlusses des Potsdamer Wolkenautomaten. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

H. Gerdien. Elektrische Messung der Windgeschwindigkeit. Elektrotechn. ZS. **35**, 10, 283, 1914.

A. Schütze. Ein neuer Theodolit mit Schnellablesung, insbesondere für Pilotballonbeobachtungen. Deutsche Luftfahrer-ZS. **18**, 8, 179, 1914.

W. Brinckmann. Zur Frage der Glaskugel-Sonnenscheinautographen. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

2 P. Klimatologie.

G. Schroder und **A. v. Müller.** Vergleichende Betrachtung wichtiger Klimate für die Tuberkulosetherapie, Leipzig 1914. 4⁰. S.-A. ZS. f. Tuberkulose **21**, 6, 513—528, 1914. 6 Taf.

Emmanuel de Martonne. Traité de Géographie physique. — Climat, Hydrographie. Relief du sol, Biogéographie. — II. édition. Paris, Armand Colin 1913. 8⁰. XII, 924 S., 48 Taf., 2 Karten. 22 fr.

Carlo Negro. Prolegomeni ad uno studio sul clima della Libia attraverso i tempi storici. Roma 1913. 4⁰. 49 S. S.-A. Mem. della Pontif. Accad. Romana dei Nuovi Lincei **31**.

D. G. Dalgado. The climate of Portugal and notes on its health resorts. With six maps and numerous tables. Lisbon 1914. 8⁰. 470 S. Ref. M. Blaschke. Met. ZS. **31**, 5, 253—255, 1914.

Henryk Arctowski. On some climatic changes recorded in New York City (Studies on climate and crops 5). Repr. fr. the Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **45**. Febr. 1913.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.



3 F. Erdbeben.

Fürst **B. Galitzin.** Vergleichende Zusammenstellung über die Anzahl der auf verschiedenen Stationen registrierten Erdbeben. Bull. Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg (6), No. 9, 619—632, 1914.

Fürst **B. Galitzin.** Einige Bemerkungen über das Bolivianische Erdbeben am 26. Febr. 1914. Bull. Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg (6), No. 9, 613—617, 1914.

Dr. **C. Davison.** The Sicilian carthquake of May 8. Nature **93**, 2324, 272—273, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Ad. Schmidt. Über vergleichende Messungen der Horizontalintensität an verschiedenen Observatorien durch Schwingungsbeobachtungen an ausgetauschten Magneten. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

Ad. Schmidt. Vorläufige Mitteilungen über die Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1913. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

O. Venske. Weitere Beobachtungen über die Veränderlichkeit der induktiven Kapazität von Stahlmagneten. Veröff. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 272, 1913. Berlin 1914.

E. Leyst. Variationen und Störungen des Erdmagnetismus. Moskau 1914. 8^0. (Bull. de la Soc. Imp. des nat. de Moscou. Année 1913, Nr. 1—3, S. 371—595, 11 Taf.)

L. A. Bauer. Annual report of director of the Department of terrestrial magnetism. Carnegie-Institution, Washington 1914. 8^0. S.-A. Year-Book No. 12 for the year 1913, S. 255—270, mit 6 Taf.

A. Angot. Valeurs des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeuse au 1er janvier 1914. C. R. **158**, 1, 76—77, 1914.

Ph. Flajolet. Perturbations de la déclinaison magnétique à l'Observatoire de Lyon (Saint-Genis-Laval) pendant le quatrième trimestre de 1913. C. R. **158**, 11, 819—821, 1914.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Alfred J. Henry. The floods of 1913 in the rivers of the Ohio and lower Mississippi valleys. Washington 1913. 4^0. 117 S., 15 S.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

V. Monti. Nevosità relativa e frequenza relativa delle neve nelle Alpi settentrionali. Atti della R. Accad. dei Lincei **22**, 12, 666—669, 1913.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. — 15. August 1914. — Nr. 15.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 15 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Juli 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

H. Bouasse. Cours de Physique. 2. éd. Tome III. Magnétisme et Electricité. Partie 1. Étude du champ magnétique. 448 S. Paris 1914. (Preis 13,50 ℳ.) *

N. Tomilin. Lehrbuch der Physik. 2. Aufl., Bd. I. 376 S. Bd. II. 288 S. St. Petersburg, 1911 u. 1913. (Russisch.) *

J. G. Coffin. Calcul vectoriel avec applications aux mathématiques et à la physique. Traduction et notation française par Alex. Véronnet. Avec une lettre au traducteur par Paul Appell. XXIII u. 212 S. Paris, libr. Gauthier-Villars, 1914. (Preis 7,50 fr.) *

W. Stekloff (V. Steklov). Sur certaines questions d'analyse qui se rattachent à plusieurs problèmes de la physique mathématique. Mém. de Pétersbourg **31**, Nr. 7, 85 S., 1913.

E. Buckingham. Physically similar systems. Journ. Washington Acad. **4**, 347—353, 1914.

E. Grimsehl. Didaktik und Methodik der Physik. Übersetzt von J. Jaschunski. VIII u. 166 S. St. Petersburg 1913. (Russisch.)

Alfred Reis. Bericht über die Tagung der Deutschen Bunsen-Gesellschaft für angewandte physikalische Chemie zu Leipzig vom 22. bis 24. Mai 1914. (Schluß.) Die Naturwissenschaften **2**, 734—736, 1914.

O. Lehmann. Feier des 50jährigen Bestehens des Naturwissenschaftlichen Vereins und des 25jährigen Jubiläums der Hertzschen Entdeckungen. Experimentalvortrag. S.-A. Verh. Naturw. Ver. Karlsruhe **26**, I—XXXII, 1914.

P. Royer. Conservatoire national des arts et métiers. Laboratoire d'essais mécaniques, physiques, chimiques et de machines. Rapport sur le fonctionnement pendant l'année 1913. 21 S.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Bruno Thieme. Die Verwendung der Methode der Oberflächenwellen zur Bestimmung von Kapillarkonstanten im physikalischen Laboratoriumsunterricht. S.-A. Monatsh. f. d. naturw. Unterr. **7**, 415—421, 1914.

F. A. Schulze. Demonstration von Chladnischen Klangfiguren höchster Töne auf kleinen Platten. Verh. 52. Vers. D. Philologen u. Schulmänner, Marburg 1913. Physikalische Vorträge 9.

F. A. Schulze. Demonstration eines Apparates zur Bestimmung der oberen Hörgrenze. Verh. 52. Vers. D. Philologen u. Schulmänner, Marburg 1913. Physikalische Vorträge 8—9.

H. Geitel. Die Luftelektrizität im Unterricht. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **20**, 68—73, 1914.

Grimsehl. Die Behandlung der optischen Instrumente auf der Unterstufe und der Oberstufe. Verh. 52. Vers. D. Philologen u. Schulmänner, Marburg 1913. Physikalische Vorträge 2—6.

Karl Stuchtey. Grünglut von Gold. Verh. 52. Vers. D. Philologen u. Schulmänner, Marburg 1913. Physikalische Vorträge 9—10.

F. Michaud. Dispositif permettant d'accroitre la sensibilité de la méthode du miroir pour la mesure des faibles déviations. Journ. d. phys. (5) **4**, 402—404, 1914.

Theodor Paul und Karl Schantz. Ein Apparat zur Bestimmung des Siedepunktes ohne Thermometer-Korrektur. Chem. Ber. **47**, 2285—2288, 1914.

Robert Schaller. Über das Anschmelzen von Glas an Quarzglas und über das Einschmelzen von Metalldraht in Quarzglasgefäße. D. Mech.-Ztg. 1914, S. 130.

3. Maß und Messen.

Ph. Angelitti. Iterum de principio medii arithmetici. Astron. Nachr. **198**, 137—140, 1914.

Arthur W. Gray. Micrometer microscopes. Bull. Bureau of Standards **10**, 375—390, 1914.

C. Pulfrich. Die drehbare „wandernde Marke" eine Neueinrichtung am Stereo-Komparator. ZS. f. Instrkde. **34**, 221—233, 1914.

Ernst Gold. Barometer readings in absolute units and their correction and reduction. Quarterl. Journ. Roy. Meteorol. Soc. **40**, 185—201, 1914.

M. H. Stillman. Note on the setting of a mercury surface to a required height. Bull. Bureau of Standards **10**, 371—374, 1914.

John Coulson. The reproduction and measurement of very short intervals of time. Phys. Rev. (2) **4**, 40—46, 1914.

G. Beauvais. Sur la définition de l'heure marquée par une horloge. C. R. **159**, 18—20, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Ernst Schenkl. Über das Prinzip von d'Alembert. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 650—667, 1914.

E. Budde. Kritisches zum Relativitätsprinzip. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 586—612, 1914.

Richard Hiecke. Zur Relativitätstheorie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 636—639, 1914.

Gustave Le Bon. Le principe de relativité et l'énergie intraatomique. C. R. **159**, 26—27, 1914.

Karl Uller. Nachtrag zur Abhandlung: Merkwürdige Bewegungen an einem Zentrifugalapparat. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 679—680, 1914.

Harold Crabtree. An Elementary treatment of the theory of spinning tops and gyroscopic motion. 2. ed. London, Longmans, 1914. (Preis 7 s 6 d.) *

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Maurice Paschoud. Sur l'application de la méthode de Walther Ritz à l'étude de l'équilibre élastique d'une plaque carrée mince. 56 S. Thèse. Paris 1914.

Georges Charpy et **André Cornu.** Sur l'influence du temps dans les déformations rapides des métaux. C. R. **158**, 1969—1973, 1914.

C. E. Stromeyer. The Determination of Fatigue Limits under Alternating Stress Conditions. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 411—425, 1914.

6. Hydromechanik.

J. H. Jeans. Potential of Ellipsoidal Bodies and the Figures of Equilibrium of Rotating Liquid Masses. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 32, 1914. [Nature **93**, 522, 1914.

Yîyi Okada. On the Influence of Compressibility on the Fluid Motion with a Spherical Obstacle and its Application to a Meteorological Problem. Science Reports Tôhoku Univ. **3**, 189—197, 1914.

Umberto Cisotti. Sulle onde semplici di tipo permanente e rotazionale. Cim. (6) **7**, 251—259, 1914.

Karl Seelis. Messung der Brownschen Molekularbewegung als Funktion der inneren Reibung. 66 S. Diss. Marburg 1914.

E. Buckingham. Windage resistance of steam-turbine wheels. A critical study of the experimental data which have been published and of equations for representing them. Bull. Bureau of Standards **10**, 191—234, 1914.

7. Kapillarität.

S. Valentiner. Zur Theorie des Schwimmverfahren. S.-A. Metall u. Erz **11**, 455—462, 1914.

H. Schranz. Ein experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Schwimmvermögen. S.-A. Metall u. Erz **11**, 462—470, 1914.

8. Aeromechanik.

H. Parenty. Sur une loi expérimentale de l'écoulement des gaz et de la vapeur à travers les orifices. C. R. **158**, 1973—1977, 1914. Berichtigung ebenda **159**, 136, 1914.

A. Timirjasew. Über die innere Reibung verdünnter Gase und über den Zusammenhang der Gleichung und des Temperatursprunges an der Grenze zwischen Metall und Gas. 66 S. Moskau 1914. (Russisch.)

J. P. Kuenen. The diffusion-coefficient of gases and the viscosity of gas-mixtures. Onnes Comm. Leiden. Suppl. No. 36 to No. 133—144, 3—8, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

C. V. Raman. The maintenance of vibrations. Phys. Rev. (2) **4**, 12—17, 1914.

Wilhelm H. Westphal. Über den Einfluß von Bestrahlungen auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 613—614, 1914.

Franz Strieder. Die Schallgeschwindigkeit in Argon und der Einfluß der Röntgenstrahlen auf diese. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 615—616, 1914.

L. Hopf und **G. Lechner.** Zur Berechnung der mittleren Schallgeschwindigkeit in Kristallen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 643—649, 1914.

F. R. Watson. Accustics of auditoriums. Univ. of Illinois Bull. **11**, Nr. 29, 32 S., 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

O. Hönigschmid. Revision du poids atomique de l'uranium. C. R. **158**, 2004—2005, 1914.

Otto Hönigschmid. Revision des Atomgewichtes des Urans. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 452—458, 1914.

F. H. Loring. A note on the question of associate atoms. Chem. News **110**, 25—26, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

C. Lübben. Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 977—1010, 1914.

Adolf Heydweiller. Einige physikalische Eigenschaften des Indiumtribromids im Wasser. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 103—107, 1914.

Heinrich Clausen. Temperatureinfluß auf Dichte und elektrische Leitfähigkeit wässeriger Salzlösungen. 2. Mitteilung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1067—1076, 1914.

August Eilert. Das Ludwig-Soretsche Phänomen. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 1—37, 1914.

Pierre Girard. Diffusion des ions en milieu aqueux. Soc. Franç. de Phys. Nr. 61, 1—3, 1914.

A. Thiel. Zum Phänomen der Auflösung von Metallen in Säuren. ZS. f. Elektrochem. **20**, 460—463, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

W. Jaeger und **H. v. Steinwehr.** Bemerkungen über das Silbervoltameter. Elektrot. ZS. **35**, 819—820, 1914.

G. W. Vinal and **S. J. Bates.** Comparison of the silver and iodine voltameters and the determination of the value of the Faraday. Bull. Bureau of Standards **10**, 425—450, 1914.

F. G. Donnan and **G. M. Green.** The Variation of Electrical Potential across a Semi-permeable Membrane. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 450—455, 1914.

Günther Schulze. Die elektrolytische Metallabscheidung in Ventilzellen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1106—1120, 1914.

L. H. Walter. An Application of Electrolytically Produced Luminosity, Forming a Step towards Telectroscopy. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 437—440, 1914.

J. Carvallo. Sur la conductibilité électrique de l'anhydride sulfureux liquide et un nouveau phénomène photoélectrique. Journ. de phys. (5) **4**, 387—399, 1914.

Heinrich Clausen. Temperatureinfluß auf Dichte und elektrische Leitfähigkeit wässeriger Salzlösungen. 2. Mitteilung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1067—1076, 1914.

Heinrich Danneel. Elektrochemie. II. Experimentelle Elektrochemie. Meßmethoden, Leitfähigkeit, Lösungen. 2. Aufl. Mit 26 Figuren und mehreren Tabellen. 159 S. Berlin u. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, 1914. (Sammlung Göschen Nr. 253.) (Preis geb. 0,90 ℳ.) *

4. Photochemie.

Josef Maria Eder. Über die Lichtempfindlichkeit reiner Quecksilberverbindungen. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 435—440, 1914.

B. Kurilow. Zur Photochemie der Hydrate des Chromchlorids. Kolloid-ZS. **14**, 171—172, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 119.

5. Thermochemie.

H. v. Steinwehr. Über die theoretische Lösungswärme des Hydrats $CdSO_4$, $8/3\,H_2O$ und die E. K. des Westonschen Normalelements. ZS. f. phys. Chem. **88**, 229—254, 1914.

H. von Wartenberg. Dampfförmige Metallverbindungen. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 443—449, 1914.

Gervaise Le Bas. A regularity between molecular heat of combustion and its bearing on the constitution of the hydrocarbons. Chem. News **110**, 26—27, 37—38, 1914.

Leprince-Ringuet. Sur l'inflammabilité des mélanges de grisou et de divers gaz. C. R. **158**, 1999—2001, 1914.

de Forcrand. Étude thermochimique de quelques hydrates du sulfate de manganèse. Isoméries. C. R. **159**, 12—16, 1914

André Kling, D. Florentin et **P. Huchet.** Propriétés du sulfate de chrome vert de M. Recoura. C. R. **158**, 60—62, 1914.

Gustav F. Hüttig. Die Anwendung der Spektralanalyse auf chemische Gleichgewichtsprobleme. ZS. f. phys. Chem. **88**, 172—190, 1914.

L. Gay. La Notion de tension d'expansibilité. Thèse. 97 S. Paris, Gauthier-Villars, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

E. v. Fedorow. Die erste experimentelle Feststellung eines asymmorphen regelmäßigen Punktsystems. ZS. f. Krist. **54**, 163—165, 1914.

Walter Wahl. Über die Beziehungen zwischen der chemischen Konstitution und der Kristallform bei den einfacheren Kohlenstoffverbindungen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 129—171, 1914.

W. Wetzel. Über Druckfiguren und Schlagfiguren an Glimmern und an glimmerähnlichen Mineralien. Neues Jahrb. f. Min. 1914, **1**, 143—154.

Emil Terlanday. Zur Frage der inneren Struktur der Kristalle. Neues Jahrb. f. Min. 1914, **1**, 93—112.

A. Johnson. Das Raumgitter des Kalkspates. ZS. f. Krist. **54**, 148—162, 1914.

A. Johnson. Die Massengitter des Kalkspates. Phys. ZS. **15**, 712—715, 1914.

T. Terada. Deformation of Rocksalt Crystal. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 290—291, 1914.

G. K. Burgess and **J. J. Crowe.** Critical ranges a 2 and a 3 of pure iron. Bull. Bureau of Standards **10**, 315—370, 1914.

P. Chevenard. Volumes spécifiques des aciers au nickel. C. R. **159**, 53—56, 1914.

A. Portevin. Sur la vitesse de transformation des aciers à l'échauffement et sur la résistance électrique spécifique du fer. C. R. **159**, 51—53, 1914.

F. E. E. Lamplough and **J. T. Scott.** Some further experiments on eutectic growth. Proc. Cambr. Phil. Soc. **17**, 476, 1914.

T. Terada. On the Molecular Structure of Commun Alum. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 292—296, 1914.

John S. Anderson. Die Struktur des Gels der Kieselsäure. ZS. f. phys. Chem. **88**, 191—228, 1914.

C. Gaudefroy. Sur la déshydratation du gypse. C. R. **158**, 2006—2008, 1914.

O. Lehmann. Flüssige Kristalle und Biologie. S.-A. Biochem. ZS. **63**, 74—86, 1914.

K. Schulz. Einführung in die Kristallographie. VIII u. 40 S. Leipzig 1914. (Preis 0,80 *M.*) *

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

J. Borgmann. Grundlagen der Lehre von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen. I. Die Elektrostatik und der elektrische Strom. XVI u. 748 S. St. Petersburg 1914. (Russisch.) *

V. Polara. L'elettrodinamica di Maxwell e la moderna elettronica. 112 S. Catania, tip Operaia, Nicolosi e Giuffrida, 1914. *

Franz Richarz. Maxwells Prinzip der Einheit aller elektrischen Erscheinungen. Verh. 52. Vers. D. Philologen u. Schulmänner, Marburg 1913. Physikalische Vorträge 7—8.

Th. De Donder et **O. De Ketelaere.** Sur le champ électromagnétique de Maxwell-Lorentz et le champ de gravitation d'Einstein. C. R. **159**, 23—26, 1914.

A. Schidlof et **A. Karpowicz.** Sur l'évaporation des sphérules de mercure maintenues en suspension dans un milieu gazeux. C. R. **158**, 1992—1994, 1914.

F. F. Householder. Note on evidence for electron atmospheres. Phys. Rev. (2) **4**, 47, 1914.

Ludwig Föppl. Über die Stabilität des Bohrschen Atommodells. Phys. ZS. **15**, 707—712, 1914.

H. Kamerlingh Onnes. Sur la persistance des courants électriques sans force électromotrice dans les superconducteurs. C. R. **159**, 34—38, 1914.

Czeslaw Bialobrzeski. Entwickelung der Atomidee. Wektor **3**, 437—461, 1914. (Polnisch.)

Geo. R. Dean. The Differential equations of long-distance transmission. Electrician **73**, 617—619, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

Paule Collet. Variations de résistance des cristaux et forces électromotrices résiduelles. C. R. **158**, 1994—1997, 1914.

J. J. Nolan. Electrification of Water by Splashing and Spraying. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 32, 1914. [Nature **93**, 522, 1914.

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

T. T. Fitch and **C. J. Huber.** A comparative study of American direct current watthour meters. Bull. Bureau of Standards **10**, 161—190, 1914.

A. Campbell and **D. W. Dye.** Measurement of Alternating Electric Currents of High Frequency. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 32, 1914. [Nature **93**, 522, 1914.

H. Greinacher. Das Vibrationselektrometer und dessen Verwendung bei Wechselstrommessungen. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 415—419, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 87. Elektrotechn. ZS. **35**, 854—855, 1914.

5. Apparate.

G. Brañas. Le microradiographe. C. R. **159**, 32—34, 1914.

H. B. Brooks. Testing potential transformers. Bull. Bureau of Standards **10**, 419—424, 1914.

P. G. Agnew and **F. B. Silsbee.** Accuracy of the formulas for the ratio, regulation, and phase angle of transformers. Bull. Bureau of Standards **10**, 279—293, 1914.

F. Mercer. Some Investigations on the Arc as a Generator of High-frequency Oscillations. Phys. Soc. London, June 26, 1914. [Chem. News **110**, 35, 1914. [Nature **93**, 524, 1914.

Ludwig Kühn. Über ein neues radiotelephonisches System. Elektrot. ZS. **35**, 816—819, 1914.

W. Kunze. Untersuchungen über die magnetischen Vorgänge im Telephon. Archiv f. Elektrot. **2**, 495—518, 1914.

Hans Grünholz. Energieschwingungen in Elektromaschinen. Archiv f. Elektrot. **2**, 533—546, 1914.

Rudolf Richter. Über zusätzliche Kupferverluste. Archiv f. Elektrot. **2**, 518—526, 1914.

W. Rogowski. Über zusätzliche Kupferverluste. Einige Bemerkungen zu dem gleichnamigen Aufsatze des Herrn Richter. Archiv f. Elektrot. **2**, 526—529, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Béla Pogány. Über einige Widerstandsmessungen und optische Messungen an dünnen Platinschichten. Phys. ZS. **15**, 688—690, 1914.

J. Carvallo. Sur la conductibilité électrique de l'anhydride sulfureux liquide et un nouveau phénomène photoélectrique. Journ. de phys. (5) **4**, 387—399, 1914.

A. Portevin. Sur la vitesse de transformation des aciers à l'échauffement et sur la résistance électrique spécifique du fer. C. R. **159**, 51—53, 1914.

Mlle. **Paule Collet.** Variations de résistance des cristaux et forces électromotrices résiduelles. C. R. **158**, 1994—1997, 1914.

T. Barratt. Thermal and Electrical Conductivities of some of the Rarer Metals and Alloys. Phys. Soc. London, June 26, 1914. [Chem. News **110**, 35, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Augusto Righi. Ricerche sperimentali sui raggi magnetici in diversi gas e miscugli gassosi. Cim. (6) **7**, 203—250, 1914.

Stanley P. Farwell. Some brush discharge phenomena produced by continuous potentials. Phys. Rev. (2) **4**, 31—39, 1914.

Walter Schottky. Über den Austritt von Elektronen aus Glühdrähten bei verzögernden Potentialen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1011—1032, 1914.
T. R. Merton. Attempts to Produce the Rare Gases by Electric Discharge. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 31—32, 1914. [Nature **93**, 522, 1914.
H. B. Baker, Erich Tiede, R. J. Strutt, Emil Domcke. Aktiver Stickstoff. Chem. Ber. **47**, 2283—2284, 1914.
Erich Tiede und Emil Domcke. Stickstoff-Leuchten und Metalldampf. Bemerkungen zu der Arbeit von A. König und E. Elöd „Zur Frage des Stickstoff-Nachleuchtens". Chem. Ber. **47**, 2284—2285, 1914.
L. H. Walter. An Application of Electrolytically Produced Luminosity, Forming a Step towards Telectroscopy. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 437—440, 1914.
W. J. Pawlow. On the Ionisation of Gases by Collision and the Ionising Potential for Positive Ions and Negative Corpuscles. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 398—411, 1914.
G. W. C. Kaye and **W. F. Higgins.** The Emission of Electricity from various Substances at High Temperatures. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 430—437, 1914.
S. J. Kalandyk. (1) Conductivity of Salt Vapours. (2) Ionisation produced by Gas Reactions. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 33, 1914. [Nature **93**, 523, 1914.
Saul Dushman. Bestimmung von e/m aus Messungen von Thermionenströmen. (Determination of e/m from Measurements of Thermionic Currents.) Phys. ZS. **15**, 681—685, 1914.
Carl Leibfried. Neue Untersuchung des Einflusses von Röntgenstrahlen auf die Kondensation des Wasserdampfes und ein Versuch, die Dampfstrahlmethode quantitativ auszugestalten. 39 S. Diss. Marburg 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

F. Kohlrausch und **E. Schrödinger.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LXI. Über die weiche (β) Sekundärstrahlung von γ-Strahlen. Wien. Anz. 1914, 354—356.
Stefan Meyer und **Viktor F. Hess.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LXII. γ-Strahlenmessung von Mesothorpräparaten. Wien. Anz. 1914, 356.
O. Hönigschmid. Revision du poids atomique de l'uranium. C. R. **158**, 2004—2005, 1914.
Otto Hönigschmid. Revision des Atomgewichtes des Urans. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 452—458, 1914.
K. Fajans. Über die Endprodukte radioaktiver Zerfallsreihen. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 449—452, 1914.
E. v. Schweidler. Über die Ionisierung in einem geschlossenen Gefäße infolge der Eigenstrahlung der Wand. Phys. ZS. **15**, 685—688, 1914.
Heinrich Mache. Kann man Atome wahrnehmen? Vortrag, gehalten den 11. Februar 1914. Vorträge d. Ver. z. Verbr. naturw. Kenntn. in Wien **54**, Heft 12, 36 S. 1914.
M. Baltuch und **G. Weissenberger.** Über die Verteilung der Radioelemente in Gesteinen. I. Zur Kenntnis des Monazitsandes. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 88—102, 1914.
Heinrich Mache und **Max Bamberger.** Über die Radioaktivität der Gesteine und Quellen des Tauerntunnels und über die Gasteiner Therme. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 325—403, 1914.
A. Debierne. Recherches sur les phénomènes de radioactivité. 249 S. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.

Carl Leibfried. Neue Untersuchung des Einflusses von Röntgenstrahlen auf die Kondensation des Wasserdampfes und ein Versuch, die Dampfstrahlmethode quantitativ auszugestalten. 39 S. Diss. Marburg 1914.

Wilhelm H. Westphal. Über den Einfluß von Bestrahlungen auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 613—614, 1914.

Franz Strieder. Die Schallgeschwindigkeit in Argon und der Einfluß der Röntgenstrahlen auf diese. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 615—616, 1914.

W. F. D. Chambers. I. G. Rankin. Asymmetric Haloes with X-Radiation. Nature **93**, 507, 1914.

J. J. Thomson. Production of Very Soft Röntgen Radiation by the Impact of Positive and Slow Cathode Rays. Phys. Soc. London, June 20, 1914. [Chem. News **110**, 33—34, 1914. [Nature **93**, 523, 1914.

S. Nishikawa. On the Spectrum of X-Rays obtained by Means of Lamellar or Fibrous Substances. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 296—298, 1914.

H. Guilleminot. Sur le coefficient de diffusion des rayons X par les substances à poids atomique légers (substances organiques en particulier). C. R. **159**, 56—59, 1914.

Nicolai Uspenski. Lochkamera für Röntgenstrahlen. Phys. ZS. **15**, 717—718, 1914.

W. W. Loebe. Über die Intensitätsverteilung von Röntgenstrahlen, die von einer Graphitantikathode ausgehen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1033—1052, 1914.

Hermann Rohmann. Die Röntgenspektren einiger Metalle. Phys. ZS. **15**, 715—717, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Kôtarô Honda. A Theory of Magnetism. Science Reports Tôhoku Univ. **3**, 171—188, 1914.

Kôtarô Honda. Über die magnetische Umwandlung und ihre Nomenklatur. Science Reports Tôhuku Univ. **3**, 165—169, 1914. Phys. ZS. **15**, 705—707, 1914.

Ruby Wallach. Étude magnétique du sesquioxyde de fer. C. R. **159**, 49—51, 1914.

W. H. Keesom. On the manner in which the susceptibility of paramagnetic substances depends on the density. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 36 to Nr. 133—144, 1914, 17—30.

H. Schübbe. Die magnetische Prüfung von Blechen mit Einrichtungen für den praktischen Gebrauch. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 461—464, 1914.

E. Gumlich. Die Anwendbarkeit der Zicklerschen Formel auf die Bestimmung des Hystereseverlustes von Eisenblechen. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 626—627, 1914.

Zickler. Erwiderung. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 627—628, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

F. Unwin. On the Hall and the Transverse Thermomagnetic Effects and their Temperature Coefficients. Proc. Edinburgh Soc. **34**, 208, 1914.

Frank Wenner, Ernest Weibel and **F. B. Silsbee.** Methods of Measuring Time Constants of Low Resistances. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24—25, 1914. [Phys. Rev. (2) **4**, 71—72, 1914.

L. G. Stokvis. Sur la création des harmoniques 3 dans les alternateurs par suite du déséquilibrage des phases. C. R. **159**, 46—49, 1914.

André Blondel. Analyse des réactions de l'induit dans les alternateurs. C. R. **158**, 1961—1967, 1914. Berichtigung ebenda **159**, 136, 1914.

Leon Kordysz. Das Gesetz der elektromagnetischen Induktion. Wektor **3**, 433—436, 1914. (Polnisch.)

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Hermann Behnken. Über die Polarisation kurzer Hertzscher Wellen durch metallische Gitter. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 617—635, 1914.

Hermann Behnken. Die Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 668—678, 1914.

André Léauté. Sur le problème des deux lignes électriques branchées en série. C. R. **158**, 1989—1991, 1914,

H. Abraham, A. Dufour et **G. Ferrié.** Sur une méthode de mesure directe de la durée de propagation des ondes de T. S. F. à la surface du Globe. C. R. **159**, 38—41, 1914.

J. A. Fleming. On Atmospheric Refraction and its Bearing on the Transmission of Electromagnetic Waves round the Earth's Surface. Phys. Soc. London, June 26, 1914. [Chem. News **110**, 34, 1914. [Nature **93**, 523—524, 1914.

Heinrich Faßbender. Experimentelle Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wanderwellen. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der „Elektrizität" in Freileitungen und Kabeln. Archiv f. Elektrot. **2**, 529—538, 1914.

Emile Girardeau. Étude sur la production des ondes par des circuits oscillants couplés. Lum. électr. (2) **26**, 37—42, 69—77, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

J. Stark. Elektrische Spektralanalyse chemischer Atome. Mit 4 Tafeln und 19 Figuren im Text. VIII u. 138 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1914. (Physikalische Bibliothek, Band 1.) (Preis 5 ℳ, geb. 6 ℳ.) *

Abonnenc. Influence du tellure sur la sensibilité du sélénium à la lumière. C. R. **159**, 41—43, 1914.

F. C. Brown and **L. P. Sieg.** Wave-length-sensibility curves for light sensitive selenium and their significance. Phys. Rev. (2) **4**, 48—61, 1914.

T. Takamine and **K. Yamada.** Zeeman Effect of Neon Lines. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 277—290, 1914.

R. W. Wood et **G. Ribaud.** Étude magnéto-optique de la vapeur d'iode. Journ. de phys. (5) **4**, 378—387, 1914.

H. R. Woltjer. Magnetische splisting en temperatur. 72 S. Diss. Amsterdam 1914.

L. Chaumont. Sur la biréfringence électrique du sulfure de carbone. Soc. Franç. de Phys. Nr. 61, 5—6, 1914.

Rudolf Ladenburg. Die Methode von Mandelstam-Ubisch zur Bestimmung der Dämpfung der Eigenschwingungen leuchtender Dämpfe. Phys. ZS. **15**, 690—694, 1914.

Louis Chaumont. Recherches expérimentales sur le phénomène électro-optique de Kerr et sur les méthodes servant à l'étude de la lumière polarisée elliptiquement. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.

René Fortrat. Recherches de magnéto-optique. 145 S. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.

A. Joffe. Der elementare photoelektrische Effekt. Das Magnetfeld der Kathodenstrahlen. Experimentaluntersuchung. 92 S. St. Petersburg 1913. (Russisch.)

Hermann Behnken. Die Verwendung der lichtelektrischen Zelle als Empfangsinstrument für drahtlose Telegraphie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 668—678, 1914.

J. Carvallo. Sur la conductibilité électrique de l'anhydride sulfureux liquide et un nouveau phénomène photoélectrique. Journ. de phys. (5) **4**, 387—398, 1914.

R. A. Millikan and **W. H. Souder.** Effect of Residual Gases on Contact E. M. F.'s and Photo-Currents. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24, 1914. [Phys. Rev. (2) **4**, 73, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

A. J. Dempster. Über die Theorie der schwarzen Strahlung. Phys. ZS. **15**, 694—695, 1914.

R. A. Millikan. A direct determination of „h". Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 24, 1914. [Phys. Rev. (2) **4**, 73—75, 1914.

Ladislas Natanson. On the Molecular Theory of the Reflection of Light. S.-A. Krak. Anz. (Bull. intern.) 1914, 335—352.

E. Rutherford. Discussion on the Structure of the Atom. Abstract of Opening Address. Roy. Soc. London, March 19, 1914. 19 S.

A. Grusinzew. Theorie der Elektronenbewegung in Medien mit Dispersion. S.-A. Ann. Univ. Charkow 1913, Bd. 4, 1—47. Charkow 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Arthur Kerber. Beiträge zur allgemeinen Fehlertheorie. (Fortsetzung.) ZS. f. Instrkde. **34**, 234—240, 1914.

J. Wilsing. Über die Wirkung der Doppelbrechung bei Objektiven auf die Genauigkeit der Strahlenvereinigung. Astron. Nachr. **198**, 139—146, 1914.

M. v. Laue. Über optische Abbildung. Vortrag, gehalten bei der Entgegennahme des Erich Ladenburg-Preises in Breslau am 14. Juni 1914. Die Naturwissenschaften **2**, 757—760, 1914.

Boulouch. Systèmes de dioptres de révolution autour d'un même axe. C. R. **159**, 43—45, 1914.

Hippolyte Violette. Astigmatisme dans le cas d'un système optique non centré. Journ. de phys. (5) **4**, 399—402, 1914.

Carl Bergholm. Über die Halbschattenmethode Braces, um Phasendifferenzen zu messen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1053—1066, 1914.

L. Chaumont. Sur un analyseur elliptique à pénombre. Soc. Franç. de Phys. Nr. 61, 5, 1914.

Arthur Boltzmann. Die Verwendung getonter Photometerschirme zur Herstellung der sogenannten Kontrastwirkung in Photometern und als photometrisches Schwächungsmittel. Phys. ZS. **15**, 718—720, 1914.

Werner Mecklenburg und **Siegfried Valentiner.** Ein Apparat zur Messung von Trübungen (Tyndallmeter). ZS. f. Instrkde. **34**, 209—220, 1914.

C. Leiss. Lampe für homogenes Licht. ZS. f. Krist. **54**, 168, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

W. Zurhellen. Zur Frage der astronomischen Kriterien für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Astron. Nachr. **198**, 1—10, 1914.

H. C. Plummer. Note on the Velocity of Light and Doppler's Principle. Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. **74**, 660—663, 1914.

R. S. Capon. Correction to „Note on Spectroscopic Binaries" and the Velocity of Light. Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. **74**, 658—659, 1914.

Ladislas Natanson. On the Molecular Theory of the Reflection of Light. S.-A. Krak. Anz. (Bull. intern.) 1914, 335—352.
Béla Pogány. Über einige Widerstandsmessungen und optische Messungen an dünnen Platinschichten. Phys. ZS. **15**, 688—690, 1914.
C. Lübben. Dispersion wässeriger Salzlösungen im Ultravioletten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 977—1010, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

S. Boguslawski. Über optische Eigenschaften von Yttriumplatincyanür. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1077—1105, 1914,
Louis Chaumont. Recherches expérimentales sur le phénomène électro-optique de Kerr et sur les méthodes servant à l'étude de la lumière polarisée elliptiquement. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.
V. Souza-Brandão. Über die Becke-Wrightsche Streitfrage. ZS. f. Krist. **54**, 113—119, 1914.
Carl Bergholm. Über die Halbschattenmethode Braces, um Phasendifferenzen zu messen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1058—1066, 1914.
Pope and **John Read.** Optically active substances of simple molecular constitution. Proc. Cambr. Phil. Soc. **17**, 475, 1914.
G. Bruhat. Recherches expérimentales et théoriques sur les corps possédant une dispersion anormale du pouvoir rotatoire moléculaire. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Niels Bjerrum. Über ultrarote Spektren. II. Eine direkte Messung der Größe von Energiequanten. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 640—642, 1914.
Albert K. Chapman. Note on the relation between the emission spectrum of a compound and its absorption spectrum in solution. Phys. Rev. (2) **4**, 28—30, 1914.
A. Fowler. Series Lines in Spark Spectra. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 426—430, 1914.
W. E. Curtis. Wave-lengths of Hydrogen Lines and Determination of the Series Constant, Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 33, 1914. [Nature **93**, 523, 1914.
W. Crookes. Spectrum of Elementary Silicon. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 31, 1914. [Nature **93**, 521—522, 1914.
James Barnes. The spectra of magnesium, calcium and sodium vapors. Astrophys. Journ. **39**, 370—372, 1914.
Léon et **Eugène Bloch.** Les spectres d'étincelle et le spectre d'absorption de l'oxygène dans l'ultraviolet extrême. Soc. Franç. de Phys. Nr. 61, 3—5, 1914.
Arnaud de Gramont. Observations générales sur les raies ultimes des éléments dans les diverses sources lumineuses. C. R. **159**, 5—12, 1914.
C. De Watteville. Sur un nouveau procédé d'étude du spectre de l'étincelle électrique. C. R. **159**, 30—32, 1914.
Béla Pogány. Über einige Widerstandsmessungen und optische Messungen an dünnen Platinschichten. Phys. ZS. **15**, 688—690, 1914.
André Danjon. Etude des spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux. 23 S. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.
Glenn A. Shook. A determination of the sun's temperature. Astrophys. Journ. **39**, 277—298, 1914.

E. C. Crittenden and **A. H. Taylor.** The pentane lamp as a working standard. Bull. Bureau of Standards **10**, 391—417, 1914.

L. Grabowski. On the theoretical photometry of diffuse reflection. Astrophys. Journ. **39**, 299—306, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

P. Lenard. Lichtabsorption und Energieverhältnisse bei der Phosphoreszenz. Theorie der Abklingung. Sitzungsber. Heidelb. Akad., Math.-naturw. Kl., Abt. A, Math.-phys. Wiss. 1914. 13. Abh. 73 S.

E. L. Nichols and **H. L. Howes.** The luminescence of kunzite. Phys. Rev. (2) **4**, 18—27, 1914.

G. Lépine. Étude expérimentale sur la fluorescence des solutions. 24 S. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1914.

8. Physiologische Optik.

P. G. Nutting. The Axial Chromatic Aberration of the Human Eye. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 440—443, 1914.

S. P. Thomson. Note on Mr. Mallock's Observations on Intermittent Vision. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 31, 1914. [Nature **93**, 522, 1914. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 448—449, 1914.

W. W. Watson. On Anomalous Trichromatic Colour Vision. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 443—448, 1914.

M. Luckiesch. On the growth and decay of color sensations in flicker photometry. Phys. Rev. (2) **4**, 1—11, 1914.

C. E. Ferree. The problem of lighting in its relation to the efficiency of the eye. Paper read before the Amer. Phil. Soc. Philadelphia, April 4, 1913. Science (N. S.) **40**, 84—91, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

W. H. Keesom. Die chemische Konstante und die Anwendung der Quantentheorie nach der Methode der Eigenschwingungen auf die Zustandsgleichung eines idealen einatomigen Gases. (De chemische constante en de toepassing van de theorie der quanta volgens de methode der eigentrillingen op de toestandsvergelijking van een ideaal eënatomig gas.) Phys. ZS. **15**, 695—697, 1914. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 36 to Nr. 133—144, 1914, 11—14.

2. Kinetische Theorie der Materie.

J. P. Kuenen. The diffusion-coefficient of gases and the viscosity of gas-mixtures. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 36 to Nr. 133—144, 1914, 3—8.

Karl Seelis. Messung der Brownschen Molekularbewegung als Funktion der inneren Reibung. 66 S. Diss. Marburg 1914.

A. Timarjasew. Über die innere Reibung verdünnter Gase und über den Zusammenhang der Gleichung und des Temperatursprunges an der Grenze zwischen Metall und Gas. 66 S. Moskau 1914. (Russisch.)

3. Thermische Ausdehnung.

Arciero Bernini e **Carlo Cantoni.** Sulla dilatazione termica del sodio, del potassio e del litio. Rend. Lomb. (2) **47**, 626—644, 1914.



4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

C. E. Mendenhall and **W. E. Forsythe.** High temperature measurements with the Stefan-Boltzman law. Phys. Rev. (2) **4**, 62—70, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Ivar W. Cederberg. Über eine exakte Dampfdruckberechnungsmethode. Phys. ZS. **15**, 697—705, 1914.

W. H. Keesom. Die chemische Konstante und die Anwendung der Quantentheorie nach der Methode der Eigenschwingungen auf die Zustandsgleichung eines idealen einatomigen Gases. (De chemische constante en de toepassing van de theorie der quanta volgens de methode der eigentrillingen op de toestandsvergelijking van een ideaal eënatomig gas. Phys. ZS. **15**, 695—697, 1914. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 36 to Nr. 133—144, 11—14, 1914.

C. W. Kanolt. Melting points of some refractory oxides. Bull. Bureau of Standards **10**, 295—313, 1914.

B. Burne. Melting-point of cane sugar. Chem. News **110**, 47, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Ugo Grassi. Calorimetri Bunsen ad anetolo ed ortocresolo. Cim. (6) **7**, 260—264, 1914.

E. H. Griffiths and **Ezer Griffiths.** Capacity for Heat of Metals at Low Temperatures. Roy. Soc. London, June 25, 1914. [Chem. News **110**, 33, 1914. [Nature **93**, 523, 1914.

C. Chappell und **M. Levin.** Über die spezifische Wärme kaltbearbeiteter Metalle. Ferrum **10**, 271—273, 1913.

Hermann Schmidt. Zur Bestimmung der spezifischen Wärme des Chlors. Phys. ZS. **15**, 720, 1914.

Wilhelm H. Westphal. Über den Einfluß von Bestrahlungen auf die Schallgeschwindigkeit. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 613—614, 1914.

Franz Strieder. Die Schallgeschwindigkeit in Argon und der Einfluß der Röntgenstrahlen auf diese. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 615—616, 1914.

H. C. Dickinson, D. R. Harper 3d and **N. S. Osborne.** Latent heat of fusion of ice. Bull. Bureau of Standards **10**, 235—266, 1914.

7. Wärmeleitung.

Léon Brillouin. Conductibilité calorifique et viscosité des liquides monoatomiques. C. R. **159**, 27—30, 1914.

T. Barrat. Thermal and Electrical Conductivities of some of the Rarer Metals and Alloys. Phys. Soc. London, June 26, 1914. [Chem. News **110**, 35, 1914. [Nature **93**, 524, 1914.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

The light of stars. Nature **93**, 2327, 361—362, 1914.

The Royal Observatory Greenwich. Nature **93**, 2328, 387—388, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

Mondfinsternis 1914, 11. März, am Observatorium von Lisbonne-Tapada. Astr. Nachr. **198**, 16, 313—316, 1914.

Prof. **W. H. Pickering.** The lunar crater, Einmart. Bulletin 544, Harvard College Observatory.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

The spectrum of η Carinae (η Argus). Nature **93**, 2327, 362, 1914.

1 D. Die Sonne.

The radiation of the sun. Nature **93**, 2331, 464, 1914.

Georges Meslin. Sur l'inclinaison des raies spectrales et l'accélération équatoriale de la rotation solaire. C. R. **158**, 1560—1562, 1914.

Alex. Véronnet. Des causes explicatives de la chaleur solaire. C. R. **158**, 1649—1652, 1914.

Prof. Dr. **A. Kopff.** Die totale Sonnenfinsternis vom 21. August 1914. Prometheus **25**, 40, 625—626, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Meteors on June 25—26. Nature **93**, 2331, 464, 1914.

W. F. Denning. June Meteors. Nature **93**, 2332, 480—481, 1914.

Fireballs. Nature **93**, 2328, 384—385, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

H. Michaelsen. Antarktische Probleme. Die Naturwissenschaften **2**, 325—328, 1914.

Arthur Schuster. On Newcomb's Method of Investigating Periodicities and its Application to Brückner's Weather Cycle. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 349—355, 1914.

S. Hirayama. Note on the method to find the periods of the periodic function at equidistant observations. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) **7**, 15, 268—274, 1914.

F. J. W. Whipple. Dynamical units for meteorology. Nature **93**, 2330, 427—428, 1914.

Ernst Brezina und **Wilhelm Schmidt.** Über Beziehungen zwischen der Witterung und dem Befinden des Menschen, auf Grund statistischer Erhebungen dargestellt. Wien. Anz. Nr. 16, 350—352, 1914.

The Monthly Weather Review. Ref.: Charles F. Brooks. Science **40**, 1018, 30, 1914.

Robert De C. Ward. Loorin Blodget's Climatology of the United States: An appreciation. (Pp. 23—27.) Ref.: Charles F. Brooks. Science **40**, 1018, 30, 1914.

J. Warren Smith. The effect of weather upon the yield of corn. Monthl. Weath. Rev. Jan. 1914, 78—93.) Ref.: Charles F. Brooks. Science **40**, 1018, 30—31, 1914.

J. v. Hann. Meteorologie von Fernando Noronha, einer kleinen ozeanischen äquatorialen Insel. Wien. Anz. Nr. 14, 301—304, 1914.

Raoul Gautier. Résumé météorologique de l'année 1913 pour Genève et le Grand Saint-Bernard. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 5, 435—454, 1914.

Observations météorologiques faites an Grand-Saint Bernard pendant le mois d'avril et mai 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 5, 489—492, 1914; **119**, 6, 581—584, 1914.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois d'avril et mai 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 5, 485—489, 1914; **119**, 6, 577—581, 1914.

Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint-Maurice pendant les mois de décembre 1912, janvier à mai 1913. (Hivers et printemps 1913.) Arch. sc. phys. et nat. **119**, 6, 542—555, 1914.

Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien, Hohe Warte, März, April, Mai 1914. Wien. Anz. Nr. 11, 239—244, 1914; Nr. 13, 288—292, 1914; Nr. 17, 361—366, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Internationale Ballonfahrten vom 3., 4., 6., 7. Februar, 4., 5. und 6. März 1914. Bemannte und unbemannte Ballons. Wien. Anz. Nr. 11, 246—255; Nr. 13, 294—300; Nr. 17, 368—376, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

The development of the Aeroplane. Nature **93**, 2328, 388—390, 1914.

Prof. **Herbert Chatley.** Aeroplane wings. Nature **93**, 2329, 401—402, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

H. H. Kimball. The meteorological aspect of the smoke problem. Monthl. Weath. Rev. Jan. 1914, 29—35. Ref.: Charles F. Brooks. Science **40**, 1018, 30—31, 1914.

2 C_1. Lufttemperatur.

2 C_2. Strahlung.

E. Gold. Thirteen years' measurements of solar radiation. Nature **93**, 2327 362—363, 1914.

The utilisation of solar energy. Nature **93**, 2327, 366, 1914.

2 D. Luftdruck.

Henryk Arctowski. The annual variation of atmospheric pressure in the United States. Repr. from the Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **46**, April 1914.

2 E. Winde und Stürme.

2 F. Wasserdampf.

Filippo Eredia. L'influenza della orografia sulla distribuzione mensile della nebulosità. Lincei Rend. (5) **23** [2], 795—800, 1914.

2 G. Niederschläge.

Distribution of rainfall on sunday, June 14. Nature **93**, 2331, 454, 1914.

Professor **Alexander Mc Adie.** The rainfall of California. Univ. Calif. Geogr. Pub. **1**, 4, 127—240, Pp. 21—28. Ref. v. Charles F. Brooks. Science **40**, 1028, 29—30, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Dan W. Steuart and **Ingvar Jörgensen.** Notes on the Atmospheric Electrical Potential Gradient in the Industrial Districts around Leeds. Proc. Edinburgh Soc. **34**, 202—207, 1914.

Erwin Schrödinger. Radium A-Gehalt der Atmosphäre in Seeham 1913. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität LI. A. d. Sitzber. d. Kais. Akad. d. Wissensch. Wien, math.-nat. Kl., **122**, Abt. II a, Dez. 1913. Wien 1913.

Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Altdorf et à Fribourg. Avril et mai 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 5, 484; 6, 576, 1914.

Wm. Marriott. The thunderstorm of June 14 at Dulurch. Nature **93**, 2329, 402, 1914.

Albert Baldit. Sur un éclair en boule. C. R. **158**, 1542—1543, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

A. Boutaric. Influence de la polarisation de la lumière diffusée par le ciel sur les valeurs obtenues pour la constante solaire. C. R. **158**, 1600—1602, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

P. Terada. On a typical form of isobars in Japan. Tokyo Sugaku-Buturi-gakkwai Kizi (2) **7**, 5, 258—265, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

Prof. Dr. **Stan. Hanzlik.** Zur Methode des meteorologischen Unterrichts in den höheren Klassen unserer Mittelschulen. Sep. a. ZS. f. d. Realschulwesen **39**, 5.

Gabriel Guilbert. Sur la prévision du temps. C. R. **158**, 1470—1472, 1914.

Dr. W. N. Shaw, F. R. S. Weather forecasts in England. Nature **93**, 2328, 375—376, 1914.

R. M. Deeley. Weather forecasts in England. Nature **93**, 2329, 402, 1914.

A. Landsborough Thomson. Birds and Weather. Nature **93**, 2331, 457—458, 1914.

A. Mallock, F. R. S. Weather forecasts. Nature **93**, 2327, 349—350, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

Ernest Esclangon. Sur un enregistreur de l'intensité des chutes de pluie. C. R. **158**, 1467—1470, 1914.

2 P. Klimatologie.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

F. R. Helmert. Das Theorem von Laplace für astronomisch-geodätische Messungen. Astr. Nachr. **198**, 16, 318—320, 1914.

Prof. **H. Benndorf** und Prof. **K. Hillebrand.** Über die vorläufigen Resultate einer Längenbestimmung Graz-Paris mittels funkentelegraphischer Signale des Eiffelturmes. Wien. Anz. Nr. 13, 270—273, 1914.

Prof. **G. Gale.** An experimental determination of the earth's elastic properties. Science **39**, 1017, 927—933, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Wilhelm Branca. Bericht über die mir zugegangenen Urteile der Fachgenossen, betreffend die in „Ziele vulkanologischer Forschung“ von mir gemachten Vorschläge. Abh. Berl. Akad. 1914, phys.-math. Kl., Nr. 2. 67 S.

3 F. Erdbeben.

De Montessus de Ballore. Sur l'origine épirogénique probable des tremblements de terre du détroit de Cook (Nouvelle-Zélande). C. R. **158**, 1835—1837, 1914.

Philippe Flajolet. Perturbations de la déclinaison magnétique à Lyon (Saint-Genis Laval) pendant le premier trimestre de 1914. C. R. **158**, 1732, 1914.

A. Réthly. Die Erdbebenkarte Ungarns. S.-A. a. Gerlands Beitr. z. Geophys. **13**, 4, 1914.

Pereira de Sousa. Sur les effets, en Portugal, du mégaséisme du 1er novembre 1755. C. R. **158**, 2033—2035, 1914.

Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im März, April, Mai 1914. Wien. Anz. Nr. 11, 245; Nr. 13, 293; Nr. 17, 367, 1914.

Prince B. Galitzin. Efficiency of damped seismographs. Nature **93**, 2327, 349, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Prof. **Heinrich Mache.** Über den Gehalt des Meerwassers an Radium und Thorium. Wien. Anz. Nr. 16, 345—347, 1914.

Commander **M. W. Campbell Hepworth, C. B.** The Gulf stream. Nature **93**, 2330, 441—443, 1914.

Direktor **Eduard Mazelle** in Triest. Flaschenposten in der Adria zur Bestimmung der Oberflächenströmungen. Wien. Anz. Nr. 13, 273—277, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Eduard Aigner. Die Wünschelrute. Prometheus **25**, 38, 593—596, 1914.

Léon W. Collet. Charriage des alluvions dans certains cours d'eau de la Suisse. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 6, 529—533, 1914.



30. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Maurice Gignoux et **Paul Combaz.** Sur l'histoire des dernières glaciations rhodaniennes dans le bassin de Belley. C. R. **158**, 1536—1539, 1914.

Th. Buri. Über Glazialspuren im oberen Berggebiet und in den benachbarten Gegenden des mittleren Schwarzwaldes. (Schluß.) Centralbl. f. Mineral., Geol. u. Paläontol. Nr. 13, 401—405, 1914.

Wilhelm Wolff. Glazialgeologische Exkursionen des XII. Internationalen Geologenkongresses zu Toronto 1913. Centralbl. f. Mineral., Geol. u. Paläontol. Nr. 13, 405—416, 1914.

Dr. **Roman Lucerna** in Brünn. Glaziologie des Antholythales. Wien. Anz. Nr. 14, 306, 1914.

C. W. Waidner, H. C. Dickinson and **J. J. Crowe.** Observations on ocean temperatures in the vicinity of icebergs and in other parts of the ocean Bull Bureau of Standards **10**, 267—278, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik   **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. August 1914.** **Nr. 16.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 16 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. August 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Friedrich Kohlrausch. Lehrbuch der praktischen Physik. 12. Aufl. In Gemeinschaft mit H. Geiger, E. Grüneisen, L. Holborn, W. Jaeger, E. Orlich, K. Scheel, O. Schönrock herausgegeben von E. Warburg. Mit 389 Figuren im Text. XXXI u. 742 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis geb. 11 *M.*) *

Karl Scheel. Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1913. Die Naturwissenschaften **2**, 787—791, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

O. Michaelis. Schülerübungen mit einem einfachen physischen Pendel. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 215—219, 1914.

H. Rebenstorff. Die Geschwindigkeit im Wasserstrahl. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 237, 1914.

Pötzsch. Die U-Röhre als Flüssigkeitswage im Demonstrationsunterricht. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 240, 1914.

F. Zander. Modell zur Veranschaulichung der Wirkung eines hydraulischen Widders. ZS. f. phys. Unterricht **27**, 240, 1914.

J. Zenneck. Demonstration und Photographie von Strömungen im Innern einer Flüssigkeit. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 695—698, 1914.

H. Rebenstorff. Kapillarschwimmer aus Aluminiumblech. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 219—222, 1914.

O. Wiener. Noch einmal die Coriolische Kraft. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 225—229, 1914.

A. Stroman. Versuchsanordnung zur Zurückwerfung und Brechung des Schalles und zur Durchhörigkeit. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 229—230, 1914.

Otto Kremla. Tonerzeugung durch Wechselwirkung von Telephon und Mikrophon. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 231—232, 1914.

C. Hauschulz. Zur Bestimmung des Volumverhältnisses zwischen Knallgas und Wasserdampf. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 236—237, 1914.

P. Bräuer. Über ein neues Glasfadenelektrometer. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 232—234, 1914.

H. Lohmann. Demonstrationsapparat für Energieübertragung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 209—210, 1914.

P. Nickel. Herstellung eines Simonunterbrechers. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 241—242, 1914.

P. Bräuer. Über einen zur Messung oder Vergleichung kleiner Flüssigkeitswiderstände geeigneten Induktionsapparat. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 234, 1914.

Hans Kellermann. Der Kohle-Detektor im Unterricht. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 234—236, 1914.

H. Lohmann. Apparat zur Demonstration der Phasenverschiebung und von Resonanzerscheinungen im Wechselstromkreis. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 205—208, 1914.

Adolf Zillich. Über die Verwendung von Wechselstrom höherer Spannung im Experimentalunterricht. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 211—215, 1914.

P. Luckey. Versuche zur Brechung des Lichtes durch verdünnte Luft und durch andere Gase. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 222—225, 1914.

W. Volkmann. Zur Umkehrung der Natriumlinie. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 230—231, 1914.

P. Henkler. Einfacher Versuch zur Abhängigkeit des Siedens vom Luftdruck. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 240—241, 1914.

H. Krott. Herstellung feiner Eisstückchen ohne Eiszerkleinerungsmaschine. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 238, 1914.

H. Rebenstorff. „Geradespannen“ beim Ausziehen von Glasröhren. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 237—238, 1914.

H. Zürn. Der versenkbare Stativstab. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 239, 1914.

W. Voigt. Zwei Demonstrationsapparate für Resultate der Kristallphysik. Zentralbl. f. Min. 1914, 473—479.

3. Maß und Messen.

P. Le Rolland. Sur la détermination du rapport des durées d'oscillation de deux pendules. C. R. **159**, 166—169, 1914.

Julien Loisel. Sur la représentation nomographique de la réduction du baromètre au niveau de la mer. C. R. **159**, 199—201, 1914.

Hugo Michnik. Beiträge zur Theorie der Sonnenuhren. I. Teil. 12 S. Leipzig, Druck von B. G. Teubner, Buchhandlung Gustav Fock, G. m. b. H., 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

H. A. Lorentz. Das Relativitätsprinzip. Die Vorlesungen, gehalten in Teylers Stiftung zu Harlem. Bearbeitet von W. H. Keesom. 53 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Beihefte zur ZS. f. math. u. naturw. Unterr., herausgegeben von W. Lietzmann und E. Grimsehl. Nr. 1.) (Preis 1,40 *M.*) *

A. Brill. Das Relativitätsprinzip. Eine Einführung in die Theorie. 2. Aufl. 34 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis 1,80 *M.*) *

Max B. Weinstein. Kräfte und Spannungen. Das Gravitations- und Strahlenfeld. VI u. 64 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 8.) (Preis 2 *M*.) *

Theodor Pöschl. Geometrische Untersuchungen zur Dynamik des freien starren Körpers im Raume. I. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 241—255, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Farid Boulad Bey. Un nouveau théorème sur les déplacements élastiques et son application à la simplification du calcul direct des réactions des appuis des poutres continues. C. R. **159**, 161—163, 1914.

H. Burkhardt. Schwingungen unter Einfluß einer dem Quadrat der Geschwindigkeit proportionalen Dämpfung. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 303—311, 1914.

H. Hencky. Über den Spannungszustand in kreisrunden Platten mit verschwindender Biegungssteifigkeit. ZS. f. Math. u. Phys. **63**, 311—317, 1914.

6. Hydromechanik.

Maurice Paschoud. Application de la méthode de Walther Ritz au problème du régime uniforme dans un tube à section carrée. C. R. **159**, 158—160, 1914.

J. Boussinesq. Observations sur la Note précédente de M. Paschaud. C. R. **159**, 160, 1914.

Charles A. Kraus. Die Zähigkeit der wässerigen Lösungen von Kaliumhalogenverbindungen. (Historische Berichtigung.) ZS. f. anorg. Chem. **88**, 171—172, 1914.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Alph. Vaucher. Notes additionnelles à la théorie mathématique de l'échelle musicale. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 53—67, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

A. F. Holleman. Über die Bindung der Atome, insbesondere der Kohlenstoffatome. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 186—194, 1914.

R. J. Meyer. Die Stellung der Elemente der seltenen Erden im periodischen System. Die Naturwissenschaften **2**, 781—787, 1914.

Marcel Guichard. Sur une nouvelle méthode de détermination du poids atomique de l'iode. C. R. **159**, 185—188, 1914.

Ph. A. Guye et **F. E. E. Germann.** Analyse de très petites quantités de gaz; application à l'analyse de l'air. C. R. **159**, 154—157, 1914.

Adolf Heydweiller. Atomrefraktionen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 722—727, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

D. E. Tsakalotos. La complexité moléculaire au point de fusion. Journ. chim. phys. **12**, 461—463, 1914.

C. Margot. Procédé simple de purification du mercure. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 46—52, 1914.

George Mc Phail Smith. Über die Konstitution einiger in Quecksilber aufgelöster Metalle. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 161—170, 1914.

William Ernest Stephen Turner and **Cornelius Theodore Pollard.** The Influence of Solvents on Molecular Weights. Part I. Salts. Journ. Chem. Soc. **105**, 1751—1776, 1914.

N. S. Kurnakow und **A. J. Nikitinsky.** Elektrische Leitfähigkeit und Fließdruck der Kalium-Rubidiumlegierungen. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 151—160, 1914.

Bjarne Bakke. Untersuchung über Ferrisulfate. Darstellung und Eigenschaften der verschiedenen normalen, basischen und sauren Ferrisulfate. Löslichkeits- und Stabilitätsverhältnisse in Wasser und Schwefelsäure. Kristallisationsgang. Löslichkeitserniedrigung durch Aluminiumsulfat. 42 S. Diss. Techn. Hochschule Berlin 1914.

Charles A. Kraus. Die Zähigkeit der wässerigen Lösungen von Kaliumhalogenverbindungen. (Historische Berichtigung.) ZS. f. anorg. Chem. **88**, 171—172, 1914.

William Robert Bousfield. Ionisation and the Law of Mass Action. Part III. Utilisation of the Osmotic Data and a New Dilution Law. Journ. Chem. Soc. **105**, 1809—1828, 1914.

Heinrich Goldschmidt. Das Gleichgewicht Wasserstoffion-Alkohol-Wasser. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. [ZS. f. Elektrochem. **20**, 473—478, 1914.

Massol et **Faucon.** Sur le spectre ultraviolet des dissolutions aqueuses d'acide nitrique, des nitrates métalliques et en particulier du nitrate de cuivre. C. R. **159**, 174—175, 1914.

Adolf Heydweiller. Atomrefraktionen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 722—727, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

E. P. Wightman, P. B. Davis, A. Holmes et **Harry C. Jones.** Conductibilités et viscosités des solutions d'iodure de potassium et d'iodure de sodium dans des mélanges d'alcool éthylique et d'eau. Journ. chim. phys. **12**, 385—427, 1914.

F. Haber (in Gemeinschaft mit **A. Klemenc**). Elektrochemische Reaktionen beim Stromdurchgang durch die Grenze des Gasraumes gegen den Elektrolyten. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. [ZS. f. Elektrochem. **20**, 485—488, 1914.

The Svedberg. Über die Elektrizitätsleitung in anisotropen Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1121—1150, 1914.

G. Just (in Gemeinschaft mit **F. Haber**). Neue Versuche über Elektronenemission bei chemischen Reaktionen. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. [ZS. f. Elektrochem. **20**, 483—485, 1914.

4. Photochemie.

A. Schidlof. Considérations thermodynamiques sur les équilibres photochimiques. (Note complémentaire.) Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 31—35, 1914.

M. Le Blanc und **M. Volmer.** Tritt bei der Belichtung von Chlorknallgas Ionisierung ein, und erfolgt unter der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen eine Reaktion im Chlorknallgas? ZS. f. Elektrochem. **20**, 494—497, 1914.

Erich Stenger. Die Sabatiersche Bildumkehrung. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 369—382, 1914.

Alfred Benrath und **Herbert Tuchel.** Über die Einwirkung des Lichtes auf Chlorwasser. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 383—398, 1914.

H. Seemann. Ungleichmäßigkeiten der photographischen Entwickelung. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 333—347, 1914.

5. Thermochemie.

R. Marcelin. Mécanique des phenomènes irréversibles à partir de la règle de distribution de Boltzmann-Gibbs. Journ. chim. phys. **12**, 451—460, 1914.

Irving Langmuir und **G. M. J. Mackay.** Die Dissoziation des Wasserstoffs in Atome. Teil I: Experimentelles. ZS. f. Elektrochem. **20**, 498—505, 1914.

F. Taboury. Sur le sulfate de glucinium et ses hydrates. C. R. **159**, 180—182, 1914.

E. Briner et **A. Kuhne.** La décomposition du carbure de calcium et sa formation à partir des éléments. Journ. chim. phys. **12**, 432—450, 1914.

Hubert Frank Coward and **Frank Brinsley.** The Dilution-limits of Inflammability of Gaseous Mixtures. Part I. The Determination of Dilution-limits. Part II. The Lower Limits for Hydrogen, Methane, and Carbon Monoxide in Air. Journ. Chem. Soc. **105**, 1859—1885, 1914.

Georges Baume. Sur le mécanisme de la réaction chimique. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 5—30, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Carl Benedicks und **Ragnar Arpi.** Über die angebliche Allotropie des Zinks. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 237—254, 1914.

P. P. Ewald und **W. Friedrich.** Röntgenaufnahmen von kubischen Kristallen, insbesondere Pyrit. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1183—1196, 1914.

W. Friedrich. Über den Einfluß der Härte der Röntgenröhre auf die Interferenzerscheinungen an Kristallen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1169—1182, 1914.

P. Chevenard. La dilatation des ferronickels dans un grand intervalle de température. C. R. **159**, 175—178, 1914.

B. Bogitch. Alliage ternaire zinc-argent-plomb. C. R. **159**, 178—180, 1914.

A. Johnsen. Schiebungen und Translationen in Kristallen. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 226—262, 1914.

N. S. Kurnakow und **S. F. Žemčužny.** Fließdruck und Härte plastischer Körper. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 1—66, 1914.

Rudolf Hartmann. Über die spontane Kristallisation des Eises aus wässerigen Lösungen. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 128—132, 1914.

The Svedberg. Über die Elektrizitätsleitung in anisotropen Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1121—1150, 1914.

W. Voigt. Zwei Demonstrationsapparate für Resultate der Kristallphysik. Zentralbl. f. Min. 1914, 473—479.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Max. B. Weinstein. Kräfte und Spannungen. Das Gravitations- und Strahlenfeld. VI u. 64 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 8.) (Preis 2 ℳ.) *

Th. Tommasina. Quelques corrections à la nouvelle mécanique. Cinquante-cinquème Note sur la physique de la gravitation universelle. C. S. séances soc. de phys. de Genève. Séance du 4 juin 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 74—77, 1914.

Jun Ishiwara. Die elektronentheoretische Begründung der Elektrodynamik bewegter Körper. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 167—186, 1914.

Joh. Koenigsberger. Das elektrische Verhalten der variablen Leiter und deren Beziehungen zur Elektronentheorie. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 84—142, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

5. Apparate.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Edwin F. Northrup. Resistivity of pure silver; solid and molten. Journ. Franklin Inst. **178**, 85—87, 1914.

The Svedberg. Über die Elektrizitätsleitung in anisotropen Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1121—1150, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Franz Rother. Der Elektrizitätsübergang bei sehr kleinen Kontaktabständen und die Elektronenatmosphären der Metalle. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1238—1272, 1914.

L. Janicki und R. Seeliger. Über die Lichtemission von Metalldämpfen in der Glimmentladung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1151—1168, 1914.

Bernhard Reismann. Die Unterschiede der Polspektra verschiedener Elemente im Geißler-Rohr. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 269—300, 301—312, 1914.

Ch. E. Guye. Stabilisation de l'arc électrique entre métaux. C. R. séances soc. Vaud. Séance du 18 février 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 81—83, 1914.

J. E. Lilienfeld. Entgegnung auf die Arbeit: „Thermionenströme im hohen Vakuum" von Irving Langmuir. Phys. ZS. **15**, 744—746, 1914.

G. W. C. Kaye. The electric emissivity and the directive disintegration of hot bodies. Nature **93**, 561—563, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

E. Marsden. Die Anzahl der seitens radioaktiver Substanzen ausgesandten α- und β-Teilchen. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 262—275, 1914.

Otto v. Baeyer. Bericht über die magnetischen Spektren der β-Strahlen der radioaktiven Elemente. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 66—84, 1914.

A. W. Porter and **C. Cuthbertson.** Refractive Index of Radium Emanation. Journ. Röntgen Soc. **10**, 2—9, 1914. [Science Abstr. **17**, 435, 1914.

E. Marsden und **P. B. Perkins.** Die Umwandlungen im aktiven Niederschlag des Aktiniums. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 211—225, 1914.

W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 719—721, 1914.

C. G. Bedreag. Électrisation par les rayons X. C. R. **159**, 169—171, 1914.

F. Dessauer. Radiumähnliche X-Strahlung. Phys. ZS. **15**, 739—741, 1914.

J. Laub. Über die Zerlegung des Röntgenlichtes an einem Bleirand. Phys. ZS. **15**, 732—733, 1914.

J. Laub. Charakteristische Erscheinungen bei der Bestrahlung von Rändern mit Röntgenstrahlen. IV. Phys. ZS. **15**, 730—731, 1914.

W. Friedrich. Über den Einfluß der Härte der Röntgenröhre auf die Interferenzerscheinungen an Kristallen. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1169—1182, 1914.

P. P. Ewald und **W. Friedrich.** Röntgenaufnahmen von kubischen Kristallen, insbesondere Pyrit. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1183—1196, 1914.

M. Le Blanc und **M. Volmer.** Tritt bei der Belichtung von Chlorknallgas Ionisierung ein, und erfolgt unter der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen eine Reaktion im Chlorknallgas? ZS. f. Elektrochem. **20**, 494 497, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

W. H. Keesom. Über die Abhängigkeit der Suszeptibilität paramagnetischer Substanzen von der Dichte. (Over de wijze waarop de susceptibiliteit von paramagnetische stoffen van de dichtheid afhangt.) Phys. ZS. **15**, 723—729, 1914.

Fr. Heusler. Studien über magnetisierbare Manganlegierungen. XI. Mitteilung aus dem Laboratorium der Isabellenhütte, G. m. b. H. in Dillenburg: Über Mangan-Zinnkupfer. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 185—188, 1914.

J. de Freudenreich. Préparation d'alliages destinés à des recherches magnétiques. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 36—45, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

Rud. Czepek. Berechnung des Magnetisierungsstromes bei Wechselstrom. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 649—653, 1914.



13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Helmut Kröncke, Gotthelf Leimbach und **Erich Mayer.** Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator. Phys. ZS. **15**, 733—737, 1914.

J. Zenneck. Eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 699—706, 1914.

Paul Ludewig. Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Luftfahrt. 28 S. Berlin, Verlag Hermann Meußer, 1914. (Preis 3,60 ℳ.) *

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

Antonio Garbasso. Über das Zusammenwirken von elektrischen und magnetischen Feldern auf die rote Wasserstofflinie. Phys. ZS. **15**, 729—730, 1914.

Louis Chaumont. Recherches expérimentales sur le phénomène électro-optique de Kerr et sur les méthodes servant à l'étude de la lumière polarisée elliptiquement. 219 S. Thèse Paris, Gauthier-Villars, 1914.

Adolf Hallermann. Über den Einfluß der Temperatur und der Okklusion von Gasen auf das lichtelektrische Verhalten von Metallen, Metalloxyden und Metallsulfiden. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 186—207, 1914.

Karl Herrmann. Über die Strom-Spannungskurve beim lichtelektrischen Effekt. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 683—687, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Hans Witte. Nochmals Sagnac-Effekt und Äther. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 754—755, 1914.

Hans Witte. Sagnac-Effekt und Emissionstheorie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 755—756, 1914.

D. A. Goldhammer. Quantentheorie und molekulare Struktur. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 707—718, 1914.

Louis V. King. Rayleigh's Law of Extinction and the Quantum Hypothesis. Nature **93**, 557—559, 1914.

M. v. Laue. Die Freiheitsgrade von Strahlenbündeln. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1197—1212, 1914.

Planck. Über eine veränderte Formulierung der Quantenhypothese. Berl. Ber. 1914, 815.

Max. B. Weinstein. Kräfte und Spannungen. Das Gravitations- und Strahlenfeld. VI u. 64 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 8.) (Preis 2 ℳ.) *

M. v. Laue. Nochmals zur Thermodynamik der Interferenzerscheinungen. Erwiderung an Herrn P. S. Epstein. Phys. ZS. **15**, 741—742, 1914.

L. de la Rive. Sur l'aberration de la lumière et les équations de la théorie de la relativité. C. R. séances soc. de phys. de Genève. Séance du 4 juin 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 77—78, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

L. Grebe. Über den Einfluß der Temperatur auf eine Rowlandsche Gitteraufstellung. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 264—268, 1914.

Herbert E. Ives and **E. J. Brady.** An apparatus for the spectroscopic synthesis of color. Journ. Franklin Inst. **178**, 89—96, 1914.

E. Estanave. Sur l'extériorisation de l'image photographique par la plaque antostéréoscopique. C. R. **159**, 164—166, 1914.

H. Hanemann. Metallmikroskopie mit Anwendung polarisierten Lichtes. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 265—268, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Th. Tommasina. Une fausse interprétation de la vitesse de la lumière. Cinquante-quatrième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. séances soc. de phys. de Genève. Séance du 7 mai 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 68—71, 1914.

A. W. Porter and **C. Cuthbertson.** Refractive Index of Radium Emanation. Journ. Röntgen Soc. **10**, 2—9, 1914. [Science Abstr. **17**, 435, 1914.

Adolf Heydweiller. Atomrefraktionen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 722—727, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

J. Stark. Folgerungen aus einer Valenzhypothese. III. Natürliche Drehung der Schwingungsebene des Lichtes. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 194—210, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Niels Bjerrum. Über die ultraroten Spektren der Gase. III. Die Konfiguration des Kohlendioxydmoleküls und die Gesetze der intramolekularen Kräfte. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 737—753, 1914.

L. Janicki. Wellenlängennormalen dritter Ordnung aus dem Bogenspektrum des Eisens von λ 4282 bis λ 4903. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 173—185, 1914.

Heinrich Viefhaus. Ein Beitrag zur Bestimmung tertiärer Normalen der Gegend λ 2987 bis 4118 in dem Bogenspektrum des Eisens. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 209—234, 245—264, 1914.

K. Burns. Das Bogenspektrum des Eisens. Fortsetzung. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 235—244, 1914.

Rudolf Arnolds. Das Bogen- und Funkenspektrum von Zinn in I. A. (Von λ 7800 bis λ 2069). ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 313—332, 1914.

Heinrich Hampe. Messungen im Bogen- und Funkenspektrum des Strontiums nach den internationalen Normalen. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 348—368, 1914.

Karl Hasbach. Das Bogen- und Funkenspektrum des Kupfers nach internationalen Normalen. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 399—430, 1914.

Massol et **Faucon.** Sur le spectre ultraviolet des dissolutions aqueuses d'acide nitrique, des nitrates métalliques et en particulier du nitrate de cuivre. C. R. **159**, 174—175, 1914.

G. K. Burgess und **P. D. Foote.** Das Emissionsvermögen von Metallen und Oxyden. I. Nickeloxyd (NiO) zwischen 600 und 1300° C. (The emissivity of metals and oxides. I. Nickel oxide (NiO) in the range 600 to 1300° C.) Phys. ZS. **15**, 721—723, 1914.

Bernhard Reismann. Die Unterschiede der Polspektra verschiedener Elemente im Geißler-Rohr. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 269—300, 301—312, 1914.



L. Janicki und **R. Seeliger.** Über die Lichtemission von Metalldämpfen in der Glimmentladung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1151—1168, 1914.

O. Lummer. Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur. XIII u. 140 S. Mit 50 Abbildungen. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. [Sammlung Vieweg, Heft 9/10 (Doppelheft).] (Preis 5 *M.*) *

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Josef Ritter von Geitler. Zur Theorie der Resonanzstrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 688—694, 1914.

W. Steubing. Bemerkung zu der Arbeit der Herren R. W. Wood und G. A. Hemsalech: Die durch Ultra-Schumannwellen erregte Fluoreszenz von Gasen. Phys. ZS. **15**, 742—744, 1914.

W. H. Watson. „Phosphorescence“ of sulphur. Chem. News **110**, 60, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

O. Sackur. Die spezifische Wärme der Gase und die Nullpunktsenergie, Bemerkung zu den Versuchen des Herrn A. Eucken. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 728—734, 1914.

M. v. Laue. Nochmals zur Thermodynamik der Interferenzerscheinungen, Erwiderung an Herrn P. S. Epstein. Phys. ZS. **15**, 741—742, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Richard Lorenz und **W. Eitel.** Beiträge zur Atomistik. Nr. 4. Über die örtliche Verteilung von Rauchteilchen. ZS. f. anorg. Chem. **87**, 357—374, 1914.

Albert P. Mathews. Relation entre l'attraction de cohésion et l'attraction de gravitation des molécules. Journ. chim. phys. **12**, 428—431, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

S. Valentiner und **J. Wallot.** Bestimmung von Ausdehnungskoeffizienten bei tiefen Temperaturen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 757—764, 1914.

P. Chevenard. La dilatation des ferronickels dans un grand intervalle de température. C. R. **159**, 175—178, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

G. Millochau. Nouvelle méthode pyrométrique fondée sur l'absorption de quelques substances pour le rayonnement intégral. C. R. **159**, 171—174, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Harry Essex. Die Volumenflächen des flüssigen Benzols und Phenols, des festen Benzols, Naphthalins und des Chlornatriums. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 189—233, 1914.

E. Cardoso. Éléments critiques et phases coexistantes des gaz permanents. (1re note.) C. R. séances soc. de phys. de Genève. Séance du 4 juin 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 78, 1914.

O. Lummer. Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur. XIII u. 140 S. Mit 50 Abbildungen. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. [Sammlung Vieweg, Heft 9/10 (Doppelheft).] (Preis 5 ℳ.) *

D. E. Tsakalotos. La complexité moléculaire au point de fusion. Journ. chim. phys. **12**, 461—463, 1914.

F. H. Loring. Melting-point of cane-sugar. Chem. News **110**, 60, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Rudolf Ewald. Messung spezifischer Wärmen und Beiträge zur Molekulargewichtsbestimmung. Ann. d. Phys. (4) **44**, 1213—1237. 1914.

O. Sackur. Die spezifische Wärme der Gase und die Nullpunktsenergie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 728—734, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

Dr. **Karl Wolf.** Einige Folgerungen aus der unterschiedlichen Dichte der Planeten. Mit 1 Abbildung. Prometheus XXV, 42 (Nr. 1290), 663—666, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

H. C. Plummer. Note on the Velocity of Light and Doppler's Principle. Monthl. Not. LXXIV, 8, June 1914, 660—664.

F. Küstner. Radialgeschwindigkeiten von 227 Sternen des Spektraltypus F bis M, beobachtet 1908 bis 1913 am Bonner 30 cm-Refraktor. Astron. Nachr. 198, 22 (Nr. 4750), 409—448, 1914.

Joel Stebbins. Photometric tests of spectroscopic Binaries. Astroph. J. XXXIX, 5, 459—484, 1914.

R. S. Capon. Correction to „Note on Spectroscopic Binaries and the Velocity of Light". Monthl. Not. LXXIV, 8, June 1914, 658—659.

1 D. Die Sonne.

J. B. Dale. The fluctuations in the Epochs of Sun-spot Maxima and Minima. Monthl. Not. LXXIV, 8, June 1914, 664—670.

Rev. **A. L. Cortie.** An area of long-continued Solar Disturbance, and the associated Magnetic Storms. Monthl. Not. LXXIV, 8, June 1914, 670—678.

1 E. Kometen.

E. E. Barnard. Visual observations of Halley's Comet in 1910. Astroph. J. XXXIX, 5, 373—405, 1914.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

H. Marquardsen. Meteorologisches Beobachtungswesen in Deutsch-Neuguinea 1912. Mitt. D. Schutzgeb. XXVI, 4, 350—357, 1913.

G. Vieules. Météorologie agricole positive. 93 S. Nages (Tarn) 1913, Institut de génétique. (Preis fr. 3,50.) *

J. **Siedenburg**, Bremen. Das Nahen des Frühlings im Mythus der arischen Völker. Wetter **31**, 6, 137—139, 1914.

Dr. **Karl Joester**, Berlin. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im April 1914. Wetter **31**, 6, 132, 133, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

E. Barkow, Potsdam. Über den täglichen Gang der Lufttemperatur in höheren Luftschichten. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. VII, 1, 28—34, 1914.

A. Schmauß, München. Vertikale Luftströmungen an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. VII, 1, 26, 27, 1914.

Robert Dietzius. Wien. Pilotballonaufstiege bei föhnartigem Westwettereinbruch in Wien. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. VII, 1, 10—25, 1914.

Hans Th. Wolf, Dresden. Statistische Bearbeitung der Dresdener Pilotvisierungen des Jahres 1912. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. VII, 1, 1—10, 1914.

Dr. **Josef Reger**, Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Mai 1914. Wetter **31**, 6, 134, 1914.

Prof. Dr. **E. Kleinschmidt**, Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Mai 1914. Wetter **31**, 6, 135, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Mai 1914, Lindenberg und Friedrichshafen. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 6, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

F. W. Lanchester. Aerodynamik. Ein Gesamtwerk über das Fliegen. Aus dem Englischen übersetzt von C. und A. Runge. Zweiter Band: Aerodonetik. Mit Anhängen über die Theorie und Anwendung des Gyroskops, über den Flug der Geschosse usw. Mit 208 Fig. im Text und einem Titelbild. XIV und 327 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1911. (Preis geb. 9 *M*.) Ref. von F. Gehrts, Himmel u. Erde **26**, 8, 382, 1914.

Regierungsrat a. D. **Jos. Hofmann.** Einiges über Statik und Dynamik beim Fliegen. Prometheus XXV, 43 (Nr. 1291), 673—675, 1914.

Feuerwerkshauptmann **J. Engel.** Die Tätigkeit der Flugzeuge bei den Manövern. Prometheus XXV, 45 (Nr. 1293), 714—715.

Privatdozent Dr. **Paul Ludewig**, Freiberg i. Sa. Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Luftfahrt. 81 S. Mit 55 Abbildungen im Text. Berlin 1914, Hermann Meußer. *

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

R. Weidenhagen, Magdeburg. Mittlere Monats-Isothermen (C^0) 8ª vom Mai 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 6, 1914.

Dr. **Karl Joester**, Berlin. Die Temperaturverhältnisse im März 1914 unter etwa 50^0 n. Br. Wetter **31**, 6, 133, 1914.

2 C2. Strahlung.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

2 F. Wasserdampf.

W. Naegler, Dresden. Über die Methoden der Bestimmung der Luftfeuchtigkeit und die Bedeutung, welche diese Bestimmung für die Wetterprognose hat. Wetter **31**, 6, 126—132, 1914.

Dir.-Ass. **Lindemann**, Dresden. Die mittleren täglichen Schwankungen der relativen Feuchtigkeit und der Bewölkung nach den Terminbeobachtungen an neun bzw. zehn Stationen des Königreiches Sachsen. Wetter **31**, 6, 121—125, 1914.

2 G. Niederschläge.

Pfarrer **P. Diesner**, Saargemünd. Die Regenmengen in Elsaß-Lothringen während des Dezember 1913. Wetter **31**, 6, 136, 1914.

N. H. J. Miller. Composition of rain-water collected in the Hebrides and in Iceland. J. Scott. Met. Soc. XVI, 141—158, 1913.

Dr. **Karl Joester**, Berlin. Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm, April 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 6, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

G. Berndt. Der Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre. Die Naturwissenschaften **2**, 760—764, 1914.

G. Swoboda, Prag. Blitzkuriosa. Wetter **31**, 6, 139, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

E. Chwolson. St. Petersburg. Merkwürdige Lichterscheinung in St. Petersburg. Wetter **31**, 6, 139, 1914.

Ludwig Keck, Freilassing. Merkwürdige Lichterscheinung. Wetter **31**, 6, 140, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

R. Weidenhagen, Magdeburg. Mittlere Monats-Isobaren vom Mai 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 6, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

Stefan Kaltenbrunner, Weltpriester in Linz. Einführung in die neueste und leichte Wettervorherbestimmung nach 30jährigen genauen Aufzeichnungen der k. k. Wetterwarte in Wien. Über 90 Proz. Treffsicherheit. Wichtiger Ratgeber für Barometerbesitzer. Selbstverlag des Verfassers. (Preis 60 Heller.)

Leopold Wolff-Abendroth in Rottleben a. Kyffhäuser. Wetterkunde und Schule. Wetter **31**, 6, 140—144, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

Ein Thermometer mit Vakuummantel. Prometheus XXV, 45 (Nr. 1293), Wiss. Mitt. 177, 1914.

2 P. Klimatologie.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Émile Bélot. Essai de vérification de la nouvelle théorie physique sur la formation des océans et continents primitifs. C. R. **159**, 89—92, 1914.

Karl Rüsewald. Praktische Erdkunde. Übungen und Beobachtungen. Mit 82 Abbildungen und Kartenskizzen. Breslau, Ferdinand Hirt, 1914. (Preis 3 ℳ, geb. 3,50 ℳ.) *

3 B. Theorien und Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Th. Albrecht, Potsdam. Provisorische Resultate des Internationalen Breitendienstes auf dem Nordparallel in der Zeit von 1913,0 bis 1914,0. Astron. Nachr. **198**, 21 (Nr. 4749), 393—395, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

H. S. Washington. The volcanoes and rocks of Pantelleria. J. Geol. XXI, 7, 657—671, 1913. Mit Abb. und Karten.

3 F. Erdbeben.

Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. **O. Hecker,** Straßburg. Das Untersuchungsergebnis der mitteleuropäischen Beben vom 16. Nov. 1911 und vom 20. Juli 1913. Vortrag bei d. Tagung d. Deutsch. Geographentages zu Straßburg 1914. Ref. von Prof. Paul Langhans, Gotha. Peterm. Mitt. **60**, Juli, 4, 1914.

Geh. Hofrat Prof. Dr. **S. Günther,** München. Über die Notwendigkeit, Zwischenformen neben den bekannten drei Hauptgruppen der Erdbeben einzuführen. Vortrag b. d. Tagung d. Deutsch. Geographentages zu Straßburg 1914. Ref. von Prof. Paul Langhans, Gotha. Peterm. Mitt. **60**, Juli, 4, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

K. Henning. Zur Tektonik und Geomorphologie der Vereinigten Staaten von Amerika. Ceogr. ZS. XIX, 9, 513—525; 12, 673—688, 1913.

E. Gramzow. Geomorphologische Untersuchungen im Monte Gargano. 46 S. mit Abbildg. Diss. Halle 1913.

R. Stahl. Aufbau, Entstehung und Geschichte mecklenburgischer Torfmoore. 50 S. m. Abbildg. Diss. Rostock 1913.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

E. Altfeld, Unna i. W. Die physikalischen Grundlagen des intermittierenden Kohlensäuresprudels zu Namedy bei Andernach a. Rh. S.-A. ZS. f. prakt. Geologie XXII, 4/5, 1914.

Kurt Hassert. Seenstudien in Nordkamerun. (ZS. Ges. f. Erdk. Berlin 1912, 1, 7—41; 2, 135—144; 3, 203—216. 1 Abb. u. 1 Taf. m. 8 Tiefenkarten von Seen.) Ref. v. W. Halbfaß, Peterm. Mitt. 60, Juli, 48, 1914.

Le Terrier. Les lacs du Bas-Ogooué. (La Géogr., B. de la S. de Géogr. de Paris XXVII, Nr. 6, 405—429, 1913, m. 5 Fig. u. 5 Taf.) Ref. von Oskar Lenz. Peterm. Mitt. 60, Juli, 47, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Karl Burk, Marburg i. H. Das Eis der Pole. Himmel u. Erde **26**, 8, 337—348, 1914.

Franz Brosch. Die Eishöhlen des Dachsteins. Mit vier Abbildungen. Prometheus XXV, 42 (Nr. 1290), 657—663, 1914.

Wilhelm Wolf. Glazial-geologische Exkursionen des XII. Internationalen Geologenkongresses zu Toronto 1913. Mit 2 Textfig. (Schluß.)

D. Muschketoff. Das Gletschergebiet Ostferganas. (Isw. d. Kais. Russ. G. Ges. St. Petersburg 1912, 281—295, mit 6 Taf., russ.) Ref. von A. v. Schultz. Peterm. Mitt. **60**, Juli, 30, 1914.

Wl. Ressnitschenko. Über frühere und heutige Gletscher des südwestlichen Altai. (Isw. d. Kais. Russ. G. Ges. St. Petersburg 1912, 357—361, mit 2 Taf. russ.) Ref. von A. v. Schultz. Peterm. Mitt. **60**, Juli, 30, 1914.

H. Breuster. Rezentglaziale Untersuchungen im Baksanquellgebiet (Kaukasus). ZS. f. Gletscherkd. VIII, 1, 1—42, 1913, mit Karten.

F. B. Taylor. Glacial and postglacial lakes ofs the Great Lakes region. Smiths. Rep. for 1912, 291—327, mit Karten.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. September 1914.** **Nr. 17.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 17 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 31. August 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

G. W. Berndt. Physikalisches Praktikum. 2. Aufl. Teil II: Elektrizität und Magnetismus. XVII u. 365 S. Jena 1914. (Preis geb. 4,50 *M*.) *

E. Jochmann und **O. Hermes.** Grundriß der Experimentalphysik und Elemente der Chemie, sowie der Astronomie und mathematischen Geographie. 18. Aufl. von P. Spies. Berlin 1914. (Preis geb. 5,50 *M*.) *

Tables annuelles de constantes et données numériques de chimie, de physique et de technologie. Publiées sous le patronage de l'Association internationale des Académies par le Comité international nommé par le VII[e] Congrès de Chimie appliquée (Londres, 2 juin 1909). Avec la collaboration de M. P. Applebey, S. L. Archbutt, M. Boll, E. Bontoux, F. Bourion, L. Bruninghaus, C. Chéneveau, H. Colin, G. Darzens, L. Descroix, P. Dutoit, G. Fiek, H. Gaudechon, von Halban, W. Hinrichsen, W. C. McC. Lewis, A. Mahlke, R. Marquis, W. Mecklenburg, Michaud, J. Nannan, E. Nussbaumer, A. W. Porter, A. Portevin, H. Rost, V. Rothmund, J. Saphores, K. Scheel, L. J. Spencer, Th. Strengers, E. Terroine. Commission permanente du Comité international: M. Bodenstein, G. Carrara, Ernst Cohen, W. C. Mc C. Lewis, Ch. Marie. Sécretaire général: Ch. Marie. Volume III. Année 1912. LII u. 595 S. Paris, Gauthier-Villars et Cie.; Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H.; London, J. & A. Churchill; Chicago, University of Chicago Press, 1914.

K. Schwarzschild. Präzisionstechnik und wissenschaftliche Forschung. Vortrag, gehalten auf der 25. Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Mechanik und Optik (Mechanikertag) am 25. Juni 1914 zu Berlin. D. Mech.-Ztg. 1914, 149—153, 162—165.

Karl Kölsch. Gesetzliche Regelung der Maßeinheiten in Frankreich. Nach „Journal Officiel“. Elektrot. ZS. **35**, 912—913, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

H. H. Bunzel and **H. Hasselbring.** A Thermo-Regulator for Electrically Regulated Constant Temperature Chambers. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 949—951, 1914.

3. Maß und Messen.

Löschner. Ablesungen am Fennelschen Strichmikroskop mit Beleuchtungsröhrchen. ZS. f. Instrkde. **34**, 245—250, 1914.

Wilhelm Breithaupt. Die Breithaupt-Hensoldtsche Libellen-Ablesung. ZS. f. Instrkde. **34**, 250—252, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

G. Armellini. Sul problema dei due corpi nel caso di masse variabili. Lincei Rend. (5) **23** [1], 913—919, 1914.

A. Brill. Das Relativitätsprinzip. Einführung in die Theorie. 2. Aufl. 34 S. Leipzig 1914. (Preis 1,20 ℳ.) *

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Pietro Burgatti. Applicazione dei potenziali newtoniani della elasticità. Nota II. Lincei Rend. (5) **23** [1], 926—930, 1914.

Ernesto Laura. Sopra le formole di rappresentazione degli integrali della dinamica elastica. Nota I. Lincei Rend. (5) **23** [1], 931—936, 1914.

Ernesto Laura. Sopra le formole di rappresentazione degli integrali della dinamica. Nota II. Lincei Rend. (5) **23** [2], 3—7, 1914.

6. Hydromechanik.

Karl Uller. Über Flüssigkeitsbewegung bei vibratorischer Erregung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 813—819, 1914.

T. Boggio. Sulla trasformazione di alcuni integrali che si presentano nell' idrodinamica. Lincei Rend. (5) **23** [1], 920—926, 1914.

Walther Sorkau. Zur Kenntnis des Überganges von der geordneten zur Turbulenzströmung in Kapillarröhren. I. Phys. ZS. **15**, 768—772, 1914.

Paul Cermak. Über Gestalt und Bildung von Wasserstrahlen, auf welche Töne einwirken. Ann. d. Phys. (4) **45**, 75—104, 1914.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Walter Küpper. Berichtigung zu meiner Abhandlung: Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 176, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Theodore W. Richards and **Marshall W. Cox.** The purity of fused lithium perchlorate, and its bearing upon the atomic weight of silver. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 819—828, 1914.

L. M. Dennis and **R. P. Anderson.** Hydrogen telluride and the atomic weight of tellurium. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 882—909, 1914.

Th. W. Richards et **M. E. Lembert.** Poids atomique du plomb d'origine radioactive. C. R. **159**, 248—250, 1914.

Stuart J. Bates. The electron conception of valence. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 789—793, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

C. T. Heycock and **F. H. Neville.** Dilute Solutions of Aluminium in Gold. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 560—562, 1914.

F. Taboury. Contribution à l'étude des alliages fer-zinc. C. R. **159**, 241—243, 1914.

Nathaniel Herz. The preparation and properties of sodium zinc cyanide. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 912—916, 1914.

Robert Kremann. Die Bildung von Verbindungen bzw. festen Lösungen von Metallen in festem Zustande. Die Naturwissenschaften **2**, 841—843, 1914.

S. H. Katz and **C. James.** Hydrolysis of rare earth sulfates. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 779—784, 1914.

William M. Dehn. Colorimetric studies on the nature of chromate solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 829—847, 1914.

Th. Wereide. Le phénomène de Soret. Ann. de phys. (9) **2**, 55—66, 1914.

W. R. Bousfield. The Osmotic Data in Relation to Progressive Hydration. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 544—548, 1914.

George Mc P. Smith. The ideal diffusion coefficient and a fundamental law concerning the diffusion of dissolved substances in liquids. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 847—864, 1914.

Th. Wereide. La diffussion d'une solution dont la concentration et la température sont variables. Ann. de phys. (9) **2**, 67—83, 1914.

Ph.-A. Guye et **F. E. E. Germann.** Sur les gaz retenus par l'iode et l'argent. C. R. **159**, 225—227, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

E. K. Strachan and **Vee Gih Chu.** The transference number, conductance, and ionization of hydriodic acid at 25^0. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 810—819, 1914.

Charles A. Kraus. Solutions of metals in non-metallic solvents. V. The electromotive force of concentration cells of solutions of sodium in liquid ammonia and the relative speed of the ions in these solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 864—877, 1914.

Gilbert N. Lewis and **William N. Lacey.** The potential of the copper electrode and the activity of bivalent ions. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 804—810, 1914.

Stuart J. Bates and **George W. Vinal.** Comparison of the silver and the iodine coulometers and the determination of the value of the Faraday. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 916—937, 1914.

J. Carvallo. Recherches expérimentales sur la conductibilité électrique de quelques liquides purs. Ann. de phys. (9) **1**, 171—192, 1914.

Harry N. Holmes. Electrostenolysis. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 784—789, 1914.

4. Photochemie.

Marcel Boll. Recherches sur l'évolution photochimique des électrolytes. Ann. de phys. (9) **2**, 5—54, 1914.

Max Volmer und **Karl Schaum.** Über progressive und regressive Vorgänge an Halogensilberschichten. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 1—14, 1914.

Chr. Winter. Die theoretische Photochemie 1909—1913. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 19—32, 1914.

5. Thermochemie.

H. Giran. Sur l'hydrate de brome. C. R. **159**, 246—248, 1914.

A. Sénéchal. Sur les sulfates chromiques solides. C. R. **159**, 243—247, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

A. Duffour. Sur une association de cristaux d'inégale symétrie. C. R. **159**, 260—263, 1914.

Henry E. Armstrong and **E. H. Rodd.** Morphological Studies of Benzene Derivatives. VII. The Correlation of the Forms of Crystals with their Molecular Structure and Orientation in a Magnetic Field in the Case of Hydrated Sulphonates of Dyad Metals. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 463—492, 1914.

Nathaniel Herz. The preparation and properties of sodium zinc cyanide. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 912—916, 1914.

C. Gaudefroy. Sur la déshydratation du gypse. C. R. **159**, 263—264, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

A. Signorini. Sulla propagazione di onde elettromagnetiche in un conduttore cilindrico. Lincei Rend. (5) **23** [1], 943—949, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

J. J. Nolan. Electrification of Water by Splashing and Spraying. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 531—543, 1914.



3. Elektrostatik.

G. Falckenberg. Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante des Wassers vom Druck. Abh. Naturf. Ges. Rostock. 10 S., 1914.

Walter Küpper. Berichtigung zu meiner Abhandlung: Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 176, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

A. Blondel. Sur les chronographes électriques et les microgalvanomètres enregistreurs. C. R. **159**, 224, 1914.

5. Apparate.

Pierrre Sève. Emploi du courant alternatif à la transmission des indications d'appareils dont l'index peut effecteur des rotations complètes. Application à la distribution de l'heure. C. R. **159**, 234—236, 1914.

R. Thieme. Der Empfang drahtloser meteorologischer Signale. Met. ZS. **31**, 243—244, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

J. Carvallo. Recherches expérimentales sur la conductibilité électrique de quelques liquides purs. Ann. de phys. (9) **1**, 171—172, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Augusto Righi. Sulla teoria delle rotazioni ionomagnetiche. Lincei Rend. (5) **23** [1], 897—906, 1914.

Thomas R. Merton. Attempts to Produce the Rare Gases by Electric Discharge. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 549—553, 1914.

J. Norman Collie. Note on the Paper by T. R. Merton on Attempts to Produce the Rare Gases by Electric Discharge. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 554—556, 1914.

F. H. Newman. Absorption of Gases in the Discharge Tube. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 499—506, 1914.

O. Occhialini. Abgeschnittene Funken. (Scintille troncate.) Phys. ZS. **15**, 773—775, 1914.

Frank Horton. On the Origin of the Electron Emission from Glowing Solids. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 548—549, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

Franz Mayer. Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen bei geringer Geschwindigkeit der Primärstrahlen und über deren Absorption. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1—28, 1914.



H. Baerwald. Über die Sekundärstrahlung von Kanalstrahlen in Gasen und Dämpfen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 789—798, 1914.

J. Stark und **R. Künzer.** Ein- und mehrwertige Linien des Aluminiums, Schwefels, Chlors, Jods und Stickstoffs in den Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 29—74, 1914.

Tadeusz Godlewski. Über die Hydrosole radioaktiver Produkte. Kolloid-ZS. **14**, 229—242, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 387.

K. Fajans. Über die Endprodukte radioaktiver Zerfallsreihen. Sitzungsber. Heidelb. Akad. 22 S., 1914.

Th. W. Richards et **M. E. Lembert.** Poids atomique du plomb d'origine radioactive. C. R. **159**, 248—250, 1914.

H. Richardson. The Excitation of γ-Rays by β-Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 521—530, 1914.

Manne Siegbahn. Über den Zusammenhang zwischen Absorption und Wellenlänge bei Röntgenstrahlen. Phys. ZS. **15**, 753—756, 1914.

Walter Küpper. Berichtigung zu meiner Abhandlung: Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit. Ann. d. Phys. (4) **45**, 176, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Pierre Weiss. Sur la nature du champ moléculaire. Ann. de phys. (9) **1**, 134—162, 1914.

R. Gans. Beweisen die magnetischen Messungen an paramagnetischen Substanzen die Existenz einer Nullpunktsenergie? Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 780—788, 1914.

Mlle Claire Bernard. Réaimantation spontanée de deux sphères d'acier placées dans un champ magnétique uniforme parallèle à la ligne de leurs centres. Ann. de phys. (9) **2**, 84—96, 1914.

Henry E. Armstrong and **E. H. Rodd.** Morphological Studies of Benzene Derivatives. VII. The Correlation of the Forms of Crystals with their Molecular Structure and Orientation in a Magnetic Field in the Case of Hydrated Sulphonates of Dyad Metals. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 463—492, 1914.

J. F. van Lonkhuyzen. Die magnetische Prüfung von Blechen mit Einrichtung für den praktischen Gebrauch. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 704, 1914.

H. Schübbe. Erwiderung. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 704, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

Harold B. Dixon, C. Campbell and **W. E. Slater.** Photographic Analysis of Explosions in the Magnetic Field. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 506—511, 1914.

Mlle Claire Bernard. Réaimantation spontanée de deux sphères d'acier placées dans un champ magnétique uniforme parallèle à la ligne de leurs centres. Ann. de phys. (9) **2**, 84—96, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

W. Arkadiew. Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten. Ann. d. Phys. (4) **45**, 133—146, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

Sergius Popow. Zur Prestonschen Regel. Die D-Linien im magnetischen Felde. Phys. ZS. **15**, 756—761, 1914.

Sergius Popow. Über eine Gesetzmäßigkeit in den Linienspektren. Ann. d. Phys. (4) **45**, 147—175, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Rudolf Ladenburg. Über die Zahl der an der Emission von Spektrallinien beteiligten Atome. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 765—779, 1914.

Marcel Brillouin. Rayonnements et thermodynamique. Ann. de phys. (9) **1**, 163—170, 1914.

J. Salpeter. Über ein Seitenstück zum Wienschen Verschiebungsgesetz. Phys. ZS. **15**, 764—765, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Hans Schulz. Interferenzapparat zur Prüfung von Planflächen. ZS. f. Instrkde. **34**, 252—257, 1914.

Hedwig Bender. Untersuchungen am Lummer-Pringsheimschen Spektralflickerphotometer. Ann. d. Phys. (4) **45**, 105—132, 1914.

P. Mayer. Einführung in die Mikroskopie. V u. 205 S. Berlin 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

A. Kühl. Die photographische Umrißzeichnung (Silhouettage). ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 14—18, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Delépine. Dédoublement optique des iridotrioxalates. C. R. **159**, 239—241, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Sergius Popow. Über eine Gesetzmäßigkeit in den Linienspektren. Ann. d. Phys. (4) **45**, 147—175, 1914.

William Crookes. On the Spectrum of Elementary Silicon. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 512—520, 1914.

Arrigo Mazzucchelli. Spettri di assorbimento a bassissime temperature. Lincei Rend. (5) **23** [1], 953—959, 1914.

F. Croze. Recherches expérimentales sur les spectres d'emission des gaz usuels. Ann. de phys. (9) **1**, 35—96, 95—134, 1914.

J. Stark und **R. Künzer.** Ein- und mehrwertige Linien des Aluminiums, Schwefels, Chlors, Jods und Stickstoffs in den Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 29—74, 1914.



Rudolf Ladenburg. Über die Zahl der an der Emission von Spektrallinien beteiligten Atome. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 765—779, 1914.

Marcello v. Pirani und **Alfred R. Meyer.** Über die Grundlagen der Lichterzeugung bei den gebräuchlichen elektrischen Glühlampen unter besonderer Berücksichtigung der Halbwattlampe. Die Naturwissenschaften **2**, 838—841, 1914.

W. W. Coblentz. Bemerkung über die Konstante der Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers. (Note on the Constant of Total Radiation of a Black Body.) Phys. ZS. **15**, 762—764, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Wilhelm H. Westphal. Über die Fluoreszenz des Joddampfes. I. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 829—834, 1914.

8. Physiologische Optik.

Henri Piéron. Influence de l'état d'adaptation de l'oeil sur les lois de décroissance des temps de latence sensorielle pour diverses radiations lumineuses. C. R. **159**, 281—284, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

A. Einstein. Beiträge zur Quantentheorie. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 820—828, 1914.

Marcel Brillouin. Rayonnements et thermodynamique. Ann. de phys. (9) **1**, 163—170, 1914.

W. B. Anderson. Mechanics and Heat. 349 S. New York 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Karl Przibram. Über eine Eigenschaft der ungeordneten Bewegung. Phys. ZS. **15**, 766—768, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

J. Würschmidt. Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen. (Dritte Mitteilung.) Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 799—812, 1914.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

J. H. Derby, F. Daniels and **F. C. Gutsche.** An apparatus for the measurement of vapor pressures by the dynamic method and determinations of the vapor pressure of water at 24,97°. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 793—804, 1914.

J. Würschmidt. Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen. Dritte Mitteilung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 799—812, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

E. H. Griffiths and **Ezer Griffiths.** The Capacity for Heat of Metals at Low Temperatures. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 557—560, 1914.

Walter Küpper. Berichtigung zu meiner Abhandlung: Einfluß von Röntgen-, ultravioletten, Becquerelstrahlen und des elektrischen Wechselfeldes auf die Schallgeschwindigkeit. Ann. d. Phys. (4) **45**, 176, 1914.

7. Wärmeleitung.

E. Heyn, O. Bauer und **E. Wetzel.** Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit feuerfester Baustoffe. Mitt. K. Materialprüfungsamt **32**, 89—198, 1914. Stahl u. Eisen **34**, 832—834, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 441.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Lieutenant-colonel **Delauney.** Les essaims météoriques et les perturbations magnétiques. Annu. soc. mét. de France **62**, 164—166, 1914.

T. Köhl. Ein Feuerkugelrätsel. Sirius, Heft 16, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

L'hiver 1913—1914 à Cannes. Annu. soc. mét. de France **62**, 166—167, 1914.

German Meteorological Society. Quart. J. **40**, 171, 243, 1914.

A. A. Rambaut. Meteorological work at the Radcliffe Observatory, Oxford, 1913. Quart. J. **40**, 171, 227, 1914.

Conference of observers and students of meteorology. Quart. J. **40**, 171, 242, 1914.

Report of the council of the Meteorological Society for the year 1913. Quart. J. **40**, 171, 229—241, 1914.

P. Alippi. Per l'avanzamento, per la diffusione, per la popolarità della meteorologia. Boll. Bimens. Torino Settembre-Novembre 1913.

Semmelhack. Das meteorologische Beobachtungswesen in Kamerun im Jahre 1912. Mitt. a. d. deutsch. Schutzgeb. **27**, 1, 1914.

M. P. Rudzki. Der Bau der Atmosphäre und dessen Erklärung durch R. Emden. Die Naturwissenschaften, Heft 23, 1914.

W. Marriott. Meteorology in the British Crown Colonies, 1912. Quart. J. **40**, 171, 244, 1914.

E. Gold. Meteorological Nomenclature. Quart. J. **40**, 171, 243, 1914.

Dr. **G. C. Simpson.** Chief results of the meteorological observations made on Capt. Scott's british antarctic (Terra Nova) expedition 1911 and 1912. Quart. J. **40**, 171, 221—229, 1914.

Die Witterung an der deutschen Küste im Mai 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 7, 427—428, 1914.

Hydrographische Hauptverwaltung des russischen Marineministeriums, Petersburg: Meteorologische und hydrographische Beobachtungen im Sommer 1912 auf dem Dampfer „Pakhtussow" im nördlichen Eismeer. 8⁰. 89 S. (In russ. Sprache.) Petersburg 1913.

Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites à l'observatoire du parc Saint-Maur en avril 1914. Annu. soc. mét. de France **62**, 170—172, 1914.

Ch. Dufour. Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société (Avril 1914). Annu. soc. mét. de France **62**, 169, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

P. Hirsch. Ein Diagramm zur barometrischen Höhenberechnung. ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftsch., Heft 10, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

K. Kähler. Die durchdringende Strahlung der Atmosphäre. Die Naturwissenschaften 1914, Heft 21.

2 C1. Lufttemperatur.

2 C2. Strahlung.

C. G. Abbot. The radiation of the sun. J. of the Frankl. Institute. June 1914.

2 D. Luftdruck.

E. Gold. Barometer readings in absolute units and their correction and reduction. Quart. J. **40**, 171, 185—203, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

Capt. **G. Byers.** Calm belt off the north coast of Shantung, China. Quart. J. **40**, 171, 219, 1914.

Meteorological Office, London: Aeronautics: Fourth report on wind structure. (J. S. Dines.) 8⁰. 19 p. London 1914. Darling & Son.

La variation de la vitesse du vent au voisinage du sol. Annu. soc. mét. de France **62**, 161—164, 1914.

2 F. Wasserdampf.

Meinholds Wolkentafeln. Nr. 1. Federwolken (Cirrus), Schäfchenwolken (Cirro-Cumulus), Haufenwolken (Cumulus), Gewitterwolken (Cumulo-Nimbus). 60,5 × 85 cm. Farbdr. nebst erläut. Text. (2 S. mit 1 Abbildung.) 8⁰. Dresden 1914, C. C. Meinhold & Söhne. (Preis 2 ℳ.) *

J. Hamm. Die Wolkenformen und ihr Klassifizierung. Das Weltall, Heft 16, 1914.

Cloud varieties at Hong-Kong. Quart. J. **40**, 171, 219, 1914.



2 G. Niederschläge.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Dust storms and the atmospheric potential gradient. Quart. J. **40**, 171, 202, 1914.

A. Baldit. Sur un éclair en boule. Annu. soc. mét. de France **62**, 167—168, 1914. C. R. **158**, 21, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

A. Gülland. Über den theoretischen Refraktionskoeffizienten aus meteorologischen Elementen. ZS. f. Verm.-Wes., Heft 16, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Travel of a cyclonic system across the South Pacific. London, Month. Met. Chart Ind. Ocean. July 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

P. Bok und Motz. Kleine Wetterkunde für Schule und Haus. 8^0. V, 55 S. m. Fig. u. 1 Taf. Gebweiler 1914, J. Boltze. *

P. Motz und Bok. Tagebuch für Wetterbeobachter nebst Formularen zur Eintragung von Monatskurven. 8^0. 28 S. Gebweiler 1914, J. Boltze. (Preis 0,30 ℳ.) *

M. Schmucker. Wie wird das Wetter im Jahre 1914? Allgemeine Jahres-Prognose der neuesten Wetterwarte für Deutschland. 2. Aufl. 8^0. 16 S. Dillingen 1914, J. Keller & Co. (Preis 0,50 ℳ.) *

2 N. Kosmische Meteorologie.

The moon's influence on the earth's magnetism. Sc. Amer. Suppl., June 6, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

A. J. Bamford. On a small anemometer for tropical use. Quart. J. **40**, 171, 213—221, 1914.

Meteorological Office, London: Geophysical Memoirs No. 8. Lag in marine barometers on land and sea. C. Chree. 4^0. S. 173—183. Edinburgh 1914, Neill & Co. (Preis 4 d.) *

H. Gerdien. Der Luftgeschwindigkeitsmesser der Siemens & Halske A.-G. ZS. f. Instrkde. 6, 1914.

2 P. Klimatologie.

P. H. Morgan. Influence of forest cover upon local climate. Quart. J. **40**, 171, 228, 1914.

Prof. **A. C. Seward.** Climate as tested by fossil plants. Quart. J. **40**, 171, 203—213, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

W. Schweydar. Beobachtung der Änderung der Intensität der Schwerkraft durch den Mond. Sitz.-Ber. Akad. d. Wissensch. Berlin, Nr. 14, 15, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

W. J. Humphreys. Les poussières volcaniques et les changements de climat. Annu. soc. mét. de France **62**, 153—160, 1914.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Dr. **Bruno Schultz,** Hamburg, Deutsche Seewarte. Beiträge zur Kenntnis der Oberflächenverhältnisse der Ozeane auf Grund der Beobachtungen von L. Mecking auf Reisen zwischen New York–Suez–Hongkong–San Francisco, sowie deutscher Schiffe an der Südküste Arabiens und im Persischen Golfe. Ann. d. Hydr. **42**, 7, 392—406, 1914.

Dr. **H. H. Thorade.** Die Geschwindigkeit von Triftströmungen und die Ekmansche Theorie. Ann. d. Hydr. **42**, 7, 379—392, 1914.

L. de Malglaive, lieutenant à bord du paquebot France. Observations à la mer. Annu. soc. mét. de France **62**, 167, 1914.

Prof. Dr. **Adolf Pahde.** Meereskunde. 20. Bd. d. Bücher der Naturwissenschaft, herausgegeben von Prof. Dr. Siegmund Günther. 190 S., 3 farb. Kartenbeilagen, 7 schwarze Tafeln, 13 Abbildungen im Text. Leipzig 1914, Philipp Reclam jun. (Preis geb. 1 M.) *

B. Gonda. Die ungarische Meeresforschung. (In ungar. Sprache.) „A Tenger" 1914, Juni.

P. J. Smit. Nieuwe getijcomstanten voor Westgat Soerabaja (Djamoeanrif). Marineblad Nr. 1, 1914/15.

D. Vinciguerra. La conferenza di Roma per l'esplorazione del Mediterraneo. Bollet. Reale Soc. Geogr. No. 6, 1914.

The Gulf stream. Symons's Met. Mag., June 1914.

The Gulf stream in the gulf of Mexico. Washington, Pilot Chart North Atl. Ocean. June 1914.

W. B. Dawson. The tides of the Hudson Bay. Journ. Roy. Astr. Soc. Canada, March/April 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

G. Gotzinger. Bericht über die physikalisch-geographischen Untersuchungen an den Lunzer Seen. Internat. Rev. d. ges. Hydrobiol. u. Hydrogr. **6**, 6, 1914.

The Nile flood of 1912. Quart. J. **40**, 171, 202, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Dr. **O. Steffens.** Die Eisverhältnisse an den deutschen Küsten im Winter 1912/13. Im dienstlichen Auftrage bearbeitet von ... Ann. d. Hydr. **42**, 7, 374—379. 1914.

E. Lesshaft. Das Eis des Karischen Meeres. (In russ. Sprache.) Denkschr. d. Hydrogr. Petersburg **37**, Lfrg. II.

Ice chart of the southern hemisphere 1912. 1912, July, August and September. London, Month. Met. Chart Ind. Ocean, July 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. September 1914.** **Nr. 18.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 18 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. September 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

H. v. Helmholtz. Vorlesungen über theoretische Physik. Herausgegeben von Arthur König, Otto Krigar-Menzel, Carl Runge. 5. Bd. Vorlesungen über die elektromagnetische Theorie des Lichts. Herausgegeben von Arthur König und Carl Runge. 2. unveränd. Abdr. XII u. 370 S. Leipzig, J. A. Barth [1897], 1914. (Preis 14 *M*, geb. 15,50 *M*.) *

Friedrich Poske. Physik und Philosophie. Vortr. 23. Hauptvers. Ver. z. Förd. d. mat. u. naturw. Unterr. zu Braunschweig, 2. Juni 1914. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **20**, 81—87, 1914.

Die Fortschritte der Physik im Jahre 1913, dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Neunundsechzigster Jahrgang. Zweite Abteilung, enthaltend Elektrizität und Magnetismus, Optik des gesamten Spektrums, Wärme, redigiert von Karl Scheel. L u. 860 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Eine amerikanische Teilmaschine. D. Mech.-Ztg. 1914, 173—177, 185—186.

Wilhelm Hillers. Bemerkungen zu dem Aufsatze: Die Brille im Unterricht. Unterichtsbl. f. Math. u. Naturw. **20**, 95—96, 1914.

3. Maß und Messen.

E. Hammer. Abänderungen und Vervollständigungen des Zwickyschen Polarkoordinatometers. ZS. f. Instrkde. **34**, 290—293, 1914.



4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

P. Riebesell. Über die geometrischen Deutungen der Relativitätstheorie. Mitt. Math. Ges. Hamburg **5**, 130—140, 1914. [Beibl. **38**, 1045—1046, 1914.

H. A. Lorentz. Elementare Betrachtungen über das Relativitätsprinzip. Rev. gén. des sc. **25**, 179—183, 1914. [Beibl. **38**, 1045, 1914.

John Millis. The problem of gravity. Science (N. S.) **40**, 207—208, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Siegmund Fuchs. Zur Berechnung der Schubspannungen in gebogenen Stäben. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 1330—1336, 1914.

K. R. Koch. Über die Elastizität des Eises. (Zweite Mitteilung.) Ann. d. Phys. (4) **45**, 237—258, 1914.

6. Hydromechanik.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Kálmán Heindlhofer. Eine absolute Messung der Schallintensität und die Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit der Gase. (Zweite Mitteilung.) Ann. d. Phys. (4) **45**, 259—282, 1914.

F. A. Schulze. Die Übereinstimmung der als Phasenwechseltöne bezeichneten Klangerscheinungen mit der Helmholtzschen Resonanztheorie. Ann. d. Phys. (4) **45**, 283—320, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

William C. Arsem. A theory of valency and molecular structure. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1655—1675, 1914.

A. S. Eve. Modern views on the constitution of the atom. Meeting Roy. Soc. Canada Montreal, May 1914. Science (N. S.) **40**, 115—121, 1914.

F. W. Clarke, T. E. Thorpe, W. Ostwald and **G. Urbain.** Annual report of the international committee on atomic weights, 1915. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1585—1589, 1914.

George K. Burgess und **P. D. Sale.** Thermoelektrisches Verfahren zur Bestimmung der Reinheit von Platingeräten. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 349—354, 1914.

E. Beckmann. Verfahren zur Prüfung der Luft auf Gehalt an brennbaren Stoffen. Berl. Ber. 1914, 924—936.

M. Rózsa. Über die posthumen Umwandlungen der Kali- und Magnesiasalze in den Salzablagerungen der Werragegend. S.-A. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 321—332, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

William Jacob Jones und **James Riddick Partington.** Übersättigungstheorie. ZS. f. phys. Chem. 88, 291—296, 1914.

G. Weissenberger. Über das Gleichgewicht $BaCO_3$—H_2O. ZS. f. phys. Chem. 88, 257—270, 1914.

J. Bieker. Über Dispersion und chemische Konstitution einiger Anionen in Wasser. Diss. Rostock 1913. [Beibl. 38, 1093, 1914.

M. Rózsa. Über die posthumen Umwandlungen der Kali- und Magnesiasalze in den Salzablagerungen der Werragegend. S.-A. ZS. f. anorg. Chem. 88, 321—332, 1914.

R. Marc. Über die Kinetik der Adsorption. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. 20, 515—521, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

Vernette L. Gibbons and **F. H. Getman.** The potential of silver in nonaqueous solutions of silver nitrate. Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 1630—1655, 1914.

Charles A. Kraus. Das Verdünnungsgesetz bei hohen Konzentrationen. ZS. f. Elektrochem. 20, 524—529, 1914.

A. Sachanov. Über die anomale elektrolytische Dissoziation. ZS. f. Elektrochem. 20, 529—537, 1914.

Fr. Flade. Beiträge zur Kenntnis der Passivität. Zweite Mitteilung. Fr. Flade und H. Koch: Einfluß verschiedenartiger chemischer Stoffe auf die Passivität des Eisens. ZS. f. phys. Chem. 88, 307—320, 1914.

H. I. Schlesinger and **A. W. Martin.** Studies in conductivity. II. The conductivity of some formates and of hydrogen chloride in (anhydrous) formic acid. Cases of apparent agreement of strong electrolytes with the mass law. Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 1589—1620, 1914.

4. Photochemie.

E. Warburg. Über den Energieumsatz bei photochemischen Vorgängen in Gasen. IV. Einfluß der Wellenlänge und des Drucks auf die photochemische Ozonisierung. Berl. Ber. 1914, 872—885.

5. Thermochemie.

W. G. Mixter. Die Thermochemie und das periodische System. Die Verbindungswärmen als lineare Funktionen der Atomgewichte der verwandten Elemente. ZS. f. anorg. Chem. 88, 269—284, 1914.

Ugo Grassi. Sul calcolo delle costanti chimiche. Cim. (6) 7, 313—320, 1914.

H. W. Foote and **Blair Saxton.** On the heat of formation of solid solutions. Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 1704—1708, 1914.

James Kendall. The heat of vaporization of normal liquids. Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 1620—1630, 1914.

Irving Langmuir and **G. M. J. Mackay.** The dissociation of hydrogen into atoms. Part I. Experimental. Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 1708—1722, 1914.

Carlo Sonaglia. Sopra il rapporto di Trouton. Cim. (6) 7, 321—328, 1914.

J. R. Cain and **H. E. Cleaves.** The determination of carbon in steels and irons by direct combustion in oxygen at high temperatures. Journ. Washington Acad. 4, 393—397, 1914.



6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

William Barlow and **William Jackson Pope.** The chemical significance of crystalline form. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1675—1686, 1914.

Theodore W. Richards. Further remarks concerning the chemical significance of crystalline form. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1686—1695, 1914.

A. H. W. Aten. Über eine dritte (und vierte) Schwefelmolekülart. (IV. Mitteilung.) Über den Schwefel von Engel. ZS. f. phys. Chem. **88**, 321—379, 1914.

Sten Kallenberg. Untersuchungen über die binären Systeme: Mn_2SiO_4—Ca_2SiO_4, Mn_2SiO_4—Mg_2SiO_2 und $MnSiO_3$—$FeSiO_3$. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 355—363, 1914.

K. A. Vesterberg. Natriummetasilikat-enneahydrat, ein gut definiertes, kristallisiertes Natriumsilikat. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 341—348, 1914.

H. W. Foote and **Blair Saxton.** The mixed crystals of ammonium chloride with manganese chloride. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1695—1704, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

A. S. Eve. Modern views on the constitution of the atom. Meeting Roy. Soc. Canada, Montreal, May 1914. Science (N. S.) **40**, 115—121, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

Hans Busch. Über die Messung der Erdströme in der Nähe einer Sendeantenne durch Sonden. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 554—575, 1914.

Hans Vogt. Wellenmesser der Radiotelegraphie. ZS. f. Feinmechanik **22**, 193—194, 1914.

A. Palm. Prüfung von Meßtransformatoren mit dem Spiegel-Elektrodynamometer. ZS. f. Instrkde. **34**, 281—290, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 88. Elektrot. ZS. **35**, 960—961, 1914.

5. Apparate.

Paul Ludewig. Eine Freiballon-Sendeantenne für drahtlose Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 614—617, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

George K. Burgess und **P. D. Sale.** Thermoelektrisches Verfahren zur Bestimmung der Reinheit von Platingeräten. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 349—354, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Augusto Righi. Sulla teoria delle rotazioni ionomagnetiche. Cim. (6) **7**, 291—303, 1914.

Alexander Kleinstück. Überschlagspannung und Höhe über dem Meere. Elektrot. ZS. **35**, 975, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

A. S. Eve. Modern views on the constitution of the atom. Meeting Roy. Soc. Canada, Montreal, May 1914. Science (N. S.) **40**, 115—121, 1914.

W. Block. Das Radium und seine Bedeutung für Wissenschaft und Leben. Leipzig 1914. (Preis 1 ℳ.) *

G. Weissenberger. Über die Verteilung der Radioelemente in Gesteinen. II. Zur Kenntnis der Quellsedimente. Zentralbl. f. Min. 1914, 481—490.

R. Grengg. Über Ferrithöfe um Zirkon in Quarzporphyren und denselben nahestehenden Gesteinen. Zentralbl. f. Min. 1914, 518—530.

D. Pacini. Sulla emissione di cariche elettriche per parte di sali non radioattivi alla temperatura ordinaria. Cim. (6) **7**, 267—290, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

F. A. Schulze. Die Übereinstimmung der als Phasenwechseltöne bezeichneten Klangerscheinungen mit der Helmholtzschen Resonanztheorie. Ann. d. Phys. (4) **45**, 283—320, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

L. W. Austin. Quantitative Versuche bei radiotelegraphischer Übertragung. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 575—594, 1914.

Reinhold Rüdenberg. Entstehung und Verlauf elektrischer Sprungwellen. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 729—733, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

T. van Lohuizen. Le phénomène de Zeeman et les séries spectrales. S.-A. Arch. Musée Teyler (3) **2**, 33 S. 1914.

Edgar Meyer und Walther Gerlach. Über den photoelektrischen Effekt an ultramikroskopischen Metallteilen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 177—236, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Gian Antonio Maggi. Sulla definizione del raggio luminoso nell' ottica fisica. Cim. (6) **7**, 329—333, 1914.

Max Planck. Eine veränderte Formulierung der Quantenhypothese. Berl. Ber. 1914, 918—923.



A. S. Eve. Modern views on the constitution of the atom. Meeting Roy. Soc. Canada, Montreal, May 1914. Science (N. S.) **40**, 115—121, 1914.

H. v. Helmholtz. Vorlesungen über theoretische Physik. Herausgegeben von Arthur König, Otto Krigar-Menzel, Carl Runge. 5. Bd. Vorlesungen über die elektromagnetische Theorie des Lichts. Herausgegeben von Arthur König und Carl Runge. 2. unveränd. Abdr. XII u. 370 S. Leipzig, J. A. Barth, [1897] 1914. (Preis 14 ℳ, geb. 15,50 ℳ.) *

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Max Lange. Durchrechnungsformeln für die Lichtbrechung an Kegelschnitten. ZS. f. Instrkde. **34**, 273—281, 1914.

Fred. Eugene Wright. The determination of the relative refringence of mineral grains under the petrographic microscope. Journ. Washington Acad. **4**, 389—392, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

J. Bieker. Über Dispersion und chemische Konstitution einiger Anionen in Wasser. Diss. Rostock 1913. [Beibl. **38**, 1093, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Karl Hof. Untersuchung über die Spektren von Kohlenoxyd und Kohlensäure. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 39—55, 69—88, 1914.

Leo Cardaun. Messungen am Bogen- und Funkenspektrum des Quecksilbers in internationalen Einheiten. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 56—68, 89—104, 1914.

Willy Jaenichen. Lichtmessungen mit Selen. VIII u. 76 S. Berlin-Nikolassee, Administration der ZS. f. Feinmechanik, 1914. (Preis 3 ℳ.) *

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

8. Physiologische Optik.

P. G. Nutting. The axial chromatic aberration of the human eye. Journ. Washington Acad. **4**, 385—388, 1914.

W. R. Hess. Direkt wirkende Stereoskopbilder. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 33—38, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

2. Kinetische Theorie der Materie.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

J. Riddick Partington. Berechnung der Verdampfungswärme aus der Berthelotschen Zustandsgleichung. ZS. f. phys. Chem. **88**, 297—306, 1914.

Carlo Sonaglia. Sopra il rapporto di Trouton. Cim. (6) **7**, 321—328, 1914.

Erich Tiede und **Erich Birnbräuer.** Spezielle Arbeitsmethoden zur Erzeugung hoher Temperaturen im Vakuum und das Verhalten einiger Metalle, Oxyde und Carbide bei denselben. Ergänzung. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 364, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Silvio Lussana. Sul calòre specifico dei liquidi a pressione costante per pressioni e temperature diverse. Nota II. Cim. (6) **7**, 304—312, 1914.

James Kendall. The heat of vaporization of normal liquids. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1620—1630, 1914.

7. Wärmeleitung.

Kálmán Heindlhofer. Eine absolute Messung der Schallintensität und die Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit der Gase. Zweite Mitteilung. Ann. d. Phys. (4) **45**, 259—282, 1914.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

H. H. Kritzinger. Hermann Joseph Klein. Astr. Nachr. **199**, 1, 15—16, 1914.

The American ephemeris and nautical almanac for the year 1916. Washington Government Printing Office 1914.

A. Einstein, Berlin-Dahlem. Bemerkungen zu P. Harzers Abhandlung: Über die Mitführung des Lichtes in Glas und die Aberration. Astr. Nachr. **199**, 1, 8—10, 1914.

Paul Harzer, Sternwarte Kiel. Bemerkungen zu meinem Artikel in Nr. 4748 im Zusammenhang mit den Bemerkungen des Herrn Einstein. Astr. Nachr. **199**, 1, 10—11, 1914.

O. R. Walkey. Measured parallaxes summarised. Astr. Nachr. **199**, 2, 17—28, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

H. E. Lau, Hörsholm-Rungsted. Über O. Struves Messungen von lichtschwachen Sternen. Astr. Nachr. **199**, 1, 4—8, 1914.

1 D. Die Sonne.

William J. S. Lockyer. The forthcoming total solar eclipse, August 21. Nature **93**, 2333, 508—510, 1914.

O. A. Åkesson. The motion and the distribution of the sunspots. Meddel. från Lunds Astr. Obs. (2) Nr. 11. 100 S. 8°. 8 Fig. 1 Taf. Lund u. Leipzig 1914. Ref. Lit. Beibl. zu Astr. Nachr. **2**, 24, 186, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

E. M. Antoniadi, Meudon. Méteor nébuleux. Astr. Nachr. **199**, 1, 13, 1914.

W. F. Denning. Meteoric showers from near „Persei". Astr. Nachr. **199**, 1, 12—13, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

B. Fessenkoff. Sur l'origine de la lumière zodiacale. Astr. Nachr. **198**, 24, 455—471, 1914.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

G. Hellmann. Beiträge zur Geschichte der Meteorologie. Nr. 1—5. Berlin 1914. 8°. 148 S. (Veröff. Kgl. Pr. Meteor. Inst. Nr. 273.) (Preis 5 ℳ.)

R. Pohl und P. Pringsheim. Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn, 1914. 8°. 3 Bl., 114 S. (Sammlung Vieweg, Heft 1.) *

A. Durig. Die Bergkrankheit. Met. ZS. **31**, **6**, 257—265, 1914.

O. Tetens. Graphische Tafeln zur Entnahme von Azimut und Höhe der Sonne nach deren Stundenwinkel und Deklination. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 371—382, 1914.

Arvid Arndt, Jurjew-Dorpat. Eine Methode, auf der Karte die Verhältnisse in der Vertikalen darzustellen. Met. ZS. **36**, 6, 292—293, 1914.

W. van Bemmelen. Die klimatologischen Verhältnisse der kleinen Sunda-Inseln und des Timor-Archipels unter besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Beobachtungen der Sunda-Expedition auf Lombok, Südost-Celebes und seinen Inseltrabanten. Frankfurt a. M. (1913). 4⁰. S.-A. aus J. Elbert: „Die Sunda-Expedition" des Vereins f. Geogr. u. Statistik zu Frankfurt a. M., Bd. II, S. 259—274.

E. van Rijckevorsel. Konstant auftretende sekundäre Maxima und Minima in dem jährlichen Verlauf der meteorologischen Erscheinungen. X. Utrecht 1914. 8⁰. 1 B., 23 S. 3 Taf. (Koniklijk Nederlandsch Meteor. Inst. Nr. 102.)

W. J. Humphreys. American temperatures and European rainfall. J. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 13, 345—397, 1914.

F. Auerbach. Die graphische Darstellung. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1914. 8⁰. VI, 97 S. (Aus Natur u. Geisteswelt Nr. 437.)

The Geophysical Observatory. St. Louis 1914. 8⁰. 95 S., 3 Taf. (Public. of St. Louis University, X, Nr. 1,)

H. Becker. Die Enträtselung des Wettergeheimnisses eine vollendete Tatsache. Worms 1914. (Selbstverlag.) 8⁰. 47 S. *

Einige Resultate der meteorologischen Beobachtungen auf dem Sonnblickgipfel, 3105 m (1887—1913). Met. ZS. **31**, **6**, 265—270, 1914.

J. de Moidrey, S. J. Zi-ka-wei. Meteorologische Beobachtungen in China. Met. ZS. **31**, 6, 281—284, 1914.

D. C. Bates. Meteorology of New Zeeland. Washington 1913. 8⁰. 20 S. S.-A. The New Zealand Yearbook 1912.

Osservazioni meteorologiche fatte nella R. Specola di Brera Aprile 1914. Rendi R. Ist. Lomb. (2) **57**, 12, 601—602, 1914.

Jaarboek. Koninklijk Nederlandsch Meteorologisch Instituut. 64. Jahrgang. 1912. A. Meteorologie. Utrecht 1913. 4⁰. XXXV. 262 S. B. Aard-Magnetisme. Utrecht 1913. 4⁰. 46 S.

Hugo Hergesell, Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1912. Elsaß-Lothringen. Herausgegeben von dem Direktor der Meteorologischen Landesanstalt von Elsaß-Lothringen, Straßburg i. E. 1914. 4⁰. VIII, 60 S.

J. v. Hann. Resultate der meteorologischen Beobachtungen zu Buitenzorg im Jahre 1912 und Nachtrag 1904 und 1905. Met. ZS. **31**, 6, 290—292, 1914.

Boletin mensual del Instituto Nacional Fisico-Climatologico de Montevideo (Uruguay). Vol. X, año de 1912. 12 Hefte. Montevideo 1913. 8⁰.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

G. v. Elsner. Zur Frage des Temperaturunterschiedes zwischen der Luft auf Berggipfeln und der freien Atmosphäre in gleicher Höhe. Met. ZS. **31**, 6, 286—287, 1914.

E. Kleinschmidt, Friedrichshafen. Berggipfel und freie Atmosphäre. Met. ZS. **31**, 6, 284—286, 1914.

J. Reger. Die Werte des absoluten Maßsystems und ihre praktische Bestimmung in den Beobachtungen des Kgl. Aeron. Observatoriums. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 343—348, 1914.

Die Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg im Jahre 1913. IX. Bd. Herausgeg. von Richard Assmann. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. 4⁰. XLVIII S., 1 Bl., 544 S., 11 Taf

Ergebnisse der Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Jahre 1913. Bearbeitet von E. Kleinschmidt. Herausgeg. vom Kgl. Württ. Statist. Landesamt. Stuttgart 1914. 4⁰. XIII S. 1 Bl., 77 S.

Wilhelm Peppler-Lindenberg. Bearbeitung der doppelten und dreifachen Pilotvisierungen im Jahre 1913. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 447—470, 1914.

Albert Peppler-Gießen. Über die Abhängigkeit der oberen Luftströmungen von der Höhenlage der Stratosphäre. Met. ZS. **31**, 6, 296—297, 1914.

Dr. **Josef Reger.** Die Luftbewegung über Lindenberg im Jahre 1913. Arbeit. d. Kgl. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 443—446, 1914.

Wilhelm Peppler. Die aerologischen Verhältnisse der freien Atmosphäre bei typisch zyklonaler Wetterlage. Arb. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 435—442, 1914.

Otto Tetens. Eine neue Konstruktion des Weberschen Polarisationsphotometers mit besonderer Berücksichtigung zenitaler Messungen. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 417—434, 1914.

Otto Tetens. Die Drachentechnik am Kgl. Aeron. Observatorium. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 475—506, 1914.

Hermann Bongards. Bericht über eine wissenschaftliche Freiballonfahrt vom 12. Juli 1913. Messung der Leitfähigkeit der Luft. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 543—544, 1914.

Karl Scholz. Übersicht über die im Jahre 1913 in Lindenberg eingegangenen Pilotbeobachtungen. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 511—542, 1914.

W. N. Shaw. Upper air calculus and the British soundings during the international week (May 5—10) 1913. London 1913. 8⁰. S.-A. Journ. of the Scottish Met. Soc. (3) **16**, 30, S. 167—178.

Ergebnisse aerologischer Beobachtungen 1, 1909—1912. Utrecht 1913. 8⁰. VI, 146 S. 4 Tafeln. (Kon. Nederl. Met. Inst. Nr. 106.)

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

N. P. Campbell. Trinity College, Kandy, Ceylon. The composition of the atmosphere. Nature **93**, 2333, 507, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

A. Schoenrock. Die größten Abweichungen der Monatsmittel von der normalen Temperatur im Europäischen Rußland für die Jahre 1870 bis 1910. St. Petersburg 1914. 4⁰. Mem. Acad. Imp. Sc. de St. Pétersbourg (8) **32**, 5, 19 S., 4 Tafeln. (In russ. Sprache). Ref. Met. ZS. **31**, 6, 302—303, 1914.

A. Schoenrock. Die größten Abweichungen der Monatsmittel von der normalen Temperatur im Europäischen Rußland für die Jahre 1870 bis 1910. St. Petersburg 1914. Fol. 1 Bl., 19 S., 7 Taf. (Mém. de l'Acad. Imp. des Scs. de St. Pétersbourg. VIIIe Série.)

A. Thraen. 100jährige Tagesmittel der Temperatur für Wien und Breslau. Met. ZS. **31**, 6, 279—281, 1914.

Ed. Brückner. Hermann Mikula: Die Hebung der atmosphärischen Isothermen in den Ostalpen und ihre Beziehungen zu den Höhengrenzen. Met. ZS. **31**, 6, 295—296, 1914.

2 C2. Strahlung.

F. E. Fowle. Die Durchlässigkeit der Atmosphäre für Strahlung. Met. ZS. **31**, 6, 270—275, 1914.

Dr. **Albert Peppler**-Gießen und Dr. **Karl Stuchtey**-Marburg. Absolute Messungen der Sonnenstrahlung auf Hochfahrten in den Jahren 1912 und 1913. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 349—364, 1914.

Wilhelm Peppler. Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 365—370, 1914.

Dr. **C. Braak**, Batavia. Über den Einfluß der Strahlung auf die Wolkenbildung. Met. ZS. **31**, 6, 275—279, 1914.

A. H. Pfund. Mesures thermo-électriques de la radiation solaire. Le Radium **11**, 3, 90—93, 1914.

C. S. De zonnewarmte in de huishouding der aarde. Hemel en Dampkring **11**, 12, 177—180, 1913/14.

A. Réthly. Sonnenscheinverhältnisse von Fiume. Met. ZS. **36**, 6, 293, 1914.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

G. Hellmann. Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. Berlin 1914. 4⁰. S.-A. Sitz.-Ber. d. Kgl. Pr. Akad. d. Wiss. 1914, S. 415—437.

2 F. Wasserdampf.

Hermann Bongards. Über eine Beziehung zwischen Nebelhäufigkeit und Gehalt der Atmosphäre an radioaktiven Zerfallsprodukten. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 411—416, 1914.

Hermann Dobisch. Das Doppelthermometer als Verdunstungsmesser. Met. ZS. **31**, 6, 287—290, 1914.

Otto Tetens. Über die Kombinierung von Wolkenmessungen. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 393—410, 1914.

2 G. Niederschläge.

H. Keller. Ursprung und Verbleib des Festland-Niederschlags. Met. ZS. **31**, 6, 297—300, 1914.

G. Hellmann. Regenkarten der Provinz Westfalen sowie der Fürstentümer Waldeck, Schaumburg-Lippe, Lippe und des Kreises Grafschaft Schaumburg. Berlin 1914. 24 S., 2 Taf. 2. vermehrte Aufl. (Veröff. Kgl. Met. Inst. Nr. 274.) Preis 2 ℳ.)

Jahrbuch des K. Bayer. Hydrotechnischen Bureaus, Abteilung der obersten Baubehörden im K. Staatsministerium des Innern für das Jahr 1913. XV. Jahrgang. Heft 1. Niederschlagsbeobachtungen. München (1914.) 4⁰. (13), 231 S.

Ch. M. A. Hartmann. De regenvaal van Maart 1914. Hemel en Dampkring **11**, 12, 180—182, 1913/14.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Gordon Dobson. A comparison of the electrical conditions of the atmosphere at Kew and Eskadelemuir, with notes on observations of atmospheric electricity made in other countries. London 1914. 4⁰. (Geophys. Mem. No. 7, S. 155—169, 6 Taf.)

G. Dobson. Atmospheric electricity observations made at Kew Observatory Phys. Soc. June 26. Nature **93**, 2333, 524, 1914.

W. A. D. Rudge. Some sources of disturbance of the normal atmospheric potential gradient. Roy. Soc. June 25. Nature **93**, 2333, 522, 1914.

W. Knoche-Santiago. Irrende Entladungen. Met. ZS. **31**, 6, 300, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Synoptische Darstellungen atmosphärischer Zustände. Jahrgang 1910. Heft 3. Zustand der Atmosphäre über Europa am 18., 19. u. 20. Mai 1910. Leipzig 1914. gr. Fol. 6 Bl., 63 Karten. (Veröffentl. des Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig. Herausgeg. von dessen Direktor V. Bjerknes. Erste Serie.)

2 L. Dynamische Meteorologie.

E. A. Ausel. Beiträge zur Dynamik und Thermodynamik der Atmosphäre. Inaugural-Dissertation Göttingen 1913. 8⁰. 2 Bl., 71 S., 2 Bl. Tafeln.

Dr. **Manfred Jaeger**, Lindenberg. Anwendungen der Hydrodynamik auf meteorologische Probleme. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 383—392, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

H. Bongards. Bericht über den Wetterdienst für Luftfahrer im Jahre 1913 Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 507—510, 1914.

G. Hellmann. Über Wetteraberglauben. Berlin 1914. 4⁰. S.-A. ZS. f. Balneol., Klimatol. u. Kurort-Hygiene 1913—1914. VI. Jahrg. Nr. 22, S. 631—637.

Schlüssel zu den Wettertelegrammen der deutschen meteorologischen Stationen an die Deutsche Seewarte nebst Angabe der deutschen Abonnement-Wettertelegramme. Hamburg 1914. 4⁰. 6 S.

2 N. Kosmische Meteorologie.

W. J. Carothers. Confirmation of the solar hypothesis for; „The central law of the weather". Houston, Texas 1914. 4⁰. 6 Bl., 2 Taf.

2 O. Meteorologische Apparate.

W. van Bemmelen. Bestimmung des Einflusses von Hüttenaufstellungen der Thermometer in den Tropen. Met. ZS. **31**, 6, 293—295, 1914.

J. Mikolajewicz-Tarnopol, Galizien. Prüfung der Nullpunkte der Stationsthermometer. Met. ZS. **31**, 6, 301, 1914.

Dr. **Josef Reger**, Lindenberg. Über die elastische Nachwirkung bei Bourdonbarometern. Arbeit. d. Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **9**, 471—474, 1914.

2 P. Klimatologie.

H. Guillemard and **G. Regnier.** Observations on the physiological action of the climate at high altitudes. Acad. of Sc. July 6. Nature **93**, 2333, 525, 1914.

Alb. Schmidt. Beiträge zum Klima von Wiesbaden. Wiesbaden 1913. 8⁰. S.-A. Jahrb. d. Nassauischen Vereins f. Naturk. in Wiesbaden. 66. Jahrg. 1913. S. 53—66.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

Fürst **B. Galitzin.** Vorlesungen über Seismometrie. Deutsche Bearbeitung unter Mitwirkung von Clara Reinfeld, herausgegeben von O. Hecker. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1914. VIII, 538 S. (Preis 22 ℳ.) *

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Dr. **S. Chapman.** The lunar diurnal variation of the earth's magnetism at Pavlovsk and Pola. (1897—1903.) Roy. Soc. June 25. Nature **93**, 2333, 523, 1914.

Dr. **C. Chree.** The 27-day period in magnetic phenomema. Roy. Soc. June 25. Nature **93**, 2333, 522, 1914.

Wilhelm Filchner. Wissenschaftliche Ergebnisse der Expedition Filchner nach China und Tibet 1903—1905. XI. Bd. Astronomische Beobachtungen bearb. von v. Flotow, Erdmagnetische Beobachtungen bearb. von E. Przybyllok. Berlin 1914. 8⁰. V. 49 S.

Observatoire de Zi-Ka-Wei (China) Observations magnétiques faites à l'observatoire de Lu-Kia-Pang. Tome II. Année 1909. Chang-Hai 1914. 4⁰. 2 Bl., 90 S., 8 Taf.

L. A. Bauer, Washington. Proposed international magnetic et allied observations during the total solar eclipse of August 21 1914 (Civil Date). Nature **93**, 2333, 507, 1914.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

A. H. Clark. The circulation of the abyssal waters of the oceans, as indicated by the geographical and bathymetrical distribution of the recent crinoids. Bulletin de l'Inst. Océanogr. (Fondation Albert Ier, Prince de Monaco), No. 285, pp. 1—27. February 25, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Årsberättelser for år 1913. Hydrografiska Byran, Stockholm 1914.

A. H. Horton et **H. J. Jackson.** The Ohio valley flood of March-April, 1913 (including comparisons with some earlier floods). Washington 1913. 8⁰. 96 S. (U. S. Geol. Sur. Water-supply, paper 344.)

Cluzet and **Th. Nogier.** The physical analysis of some springs of Evaux-les Bains. Acad. of Sc. July 6. Nature **93**, 2333, 525, 1914.

Die Absorption der Sonnenenergie in Seen. Met. ZS. **31**, 6, 300—301, 1914.

John Aitken, Ardenlea, Falkirk. Forests and floods. Nature **93**, 2333, 506—507, 1914.

Osservazioni limnimetriche giornaliere. Aprile e Maggio 1914. Rendi R. Ist. Lomb. (2) **57**, 12, 603—604, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Jahrbuch des K. Bayer. Hydrotechnischen Bureaus, Abteilung der obersten Baubehörde im K. Staatsministerium des Innern für das Jahr 1912. XIV. Jahrgang. Heft II. Schneehöhenmessungen, Winter 1912/13. München 1913. 4⁰. 100 S.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Oktober 1914.** **Nr. 19.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 19 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. September 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Georg W. Berndt. Physikalisches Praktikum. 2. Aufl. I. Teil. Mechanik, Akustik, Wärme, Optik. Mit 75 Figuren. XXII u. 384 S.; II. Teil. Elektrizität und Magnetismus. XVII u. 365 S. Jena, H. W. Schmidts Verlagsbuchhandlung, Gustav Tauscher, 1914. *

E. Jochmann und **O. Hermes.** Grundriß der Experimentalphysik und Elemente der Chemie, sowie der Astronomie und mathematischen Geographie. 18. Aufl. von P. Spies. Berlin 1914. (Preis geb. 5,50 *M*.) *

Clemens Schaefer. Einführung in die theoretische Physik. In zwei Bänden. Erster Band. Mechanik materieller Punkte, Mechanik starrer Körper und Mechanik der Kontinua (Elektrizität und Hydromechanik). Mit 249 Figuren im Text. XII u. 925 S. Leipzig, Verlag von Veit & Comp., 1914. (Preis 18 *M*, geb. 20 *M*.) *

B. Borchardt. Bericht über die Hauptversammlung des Vereins Deutscher Chemiker vom 3. bis 6. Juni 1914 in Bonn. Phys. ZS. **15**, 810—812, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Arthur Erich Haas. Der Wert der geschichtlichen Methode im physikalischen Unterricht. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 281—286, 1914.

P. Ludewig. Einige Praktikumsaufgaben über die Bestimmung des magnetischen Kraftflusses und der Koeffizienten der gegenseitigen Induktion. Elektrot. u. Maschinenbau **32**, 741—744, 757—761, 1914.

H. Seibert. Ein neuer Thermoregulator für elektrische Heizung. Chem.-Ztg. **38**, 888, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 746.



3. Maß und Messen.

Ph. Angelitti. Iterum de principio medii arithmetici. Astron. Nachr. **198**, 137—140, 1914.
John M. Blake. On the Possible Method of Ruling Used by Nobert. Sill. Journ. (4) **38**, 147—148, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Karl F. Herzfeld. Über den Zusammenhang zwischen dem wahrscheinlichsten und dem mittleren Zustand in der statistischen Mechanik. Phys. ZS. **15**, 785—788, 1914.
Leigh Page. Relativity and the Ether. Sill. Journ. (4) **38**, 169—187, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Karl Uller. Zurückwerfung und Brechung elastischer Wellen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 835—849, 1914.
Oswald Grögor. Messung der Elastizitätskonstanten aus den Tonhöhen einfacher und zusammengesetzter Stäbe. Phys. ZS. **15**, 788—793, 1914.

6. Hydromechanik.

Ernest A. Hersam. The flow sands through orifices. Journ. Franklin Inst. **177**, 419—444, 1914.
A. Sommerfeld. Zur Theorie der Schmiermittelreibung. Arch. f. Elektrot. **3**, 1—5, 1914.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Oswald Grögor. Messung der Elastizitätskonstanten aus den Tonhöhen einfacher und zusammengesetzter Stäbe. Phys. ZS. **15**, 788—793, 1914.
A. Kalähne. Über die Änderung der Schwingungszahl tönender Körper in Gasen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 321—352, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Theodore W. Richards und **Max E. Lembert.** Über das Atomgewicht von Blei radioaktiven Ursprungs. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 429—451, 1914.
Georg v. Hevesy und **Fritz Paneth.** Zur Frage der isotopen Elemente. Phys. ZS. **15**, 797—805, 1914.
Felix Auerbach. Die sieben Anomalien des Wassers. Himmel und Erde **26**, 203—213, 259—267, 318—330, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Felix Rosenkränzer. Nachtrag zu der Mitteilung „Über die Geschwindigkeit der Auflösung von Zinkblende und Bleiglanz in verdünnter Schwefelsäure". ZS. f. anorgan. Chem. **88**, 452, 1914.

W. E. S. Turner und **C. C. Bissett.** Die Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstanten und dem Lösungsvermögen einer Substanz. Proc. chem. Soc. **30**, 59, 1914. [Beibl. **38**, 1122, 1914.

Alfred Lohr. Über Widerstandsänderungen von Amalgamen und einigen leichtschmelzbaren Legierungen mit der Temperatur und der Zeit. 72 S. Diss. Erlangen 1914.

Otto Ruff und **Walter Bormann.** Arbeiten im Gebiete hoher Temperaturen. V. Mangan und Kohlenstoff. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 365—385, 1914.

Otto Ruff und **Walter Bormann.** Arbeiten im Gebiete hoher Temperaturen. VI. Nickel und Kohlenstoff. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 386—396, 1914.

Otto Ruff und **Walter Bormann.** Arbeiten im Gebiete hoher Temperaturen. VII. Eisen und Kohlenstoff. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 397—409, 1914.

Otto Ruff und **F. Keilig.** Arbeiten im Gebiete hoher Temperaturen. VIII. Kobalt und Kohlenstoff. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 410—423, 1914.

G. Trümpler. Die Adsorptionsisotherme im Bereich sehr tiefer Konzentrationen. Kolloid-ZS. **15**, 10—18, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 602.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

Rosa, Vinal und **Mc Daniel.** Das Silbervoltameter. IV. Journ. Franklin Inst. **177**, 338—339, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 745—746.

G. W. Vinal und **S. J. Bates.** Vergleich der Silber- und Jodvoltameter und Bestimmung des Wertes des Faraday. Journ. Franklin Inst. **177**, 337—338, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 745.

O. L. Barnebey. Eine Elektrode aus versilbertem Kupferdrahtnetz bei der elektrolytischen Zinkbestimmung. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1144, 1914. [Beibl. **38**, 1165—1166, 1914.

Günther Schulze. Die maximal möglichen Wirkungsgrade des elektrolytischen Gleichrichters bei Verwendung wässeriger Lösungen. Arch. f. Elektrot. **3**, 43—48, 1914.

R. Kremann und **J. Lorbeer.** Versuche zur Abscheidung von Eisen-Magnesium-Legierungen aus wässerigen Lösungen. Monatsh. f. Chem. **35**, 603—635, 1914.

Georg v. Hevesy und **Fritz Paneth.** Zur Frage der isotopen Elemente. Phys. ZS. **15**, 797—805, 1914.

4. Photochemie.

Fritz Weigert. Ideale und reale photochemische Prozesse. Rede, gehalten beim Antritt des Lehramts für Photochemie und wissenschaftliche Photographie an der Universität Leipzig, am 25. Juli 1914. Die Naturwissenschaften **2**, 898—905, 1914.

5. Thermochemie.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

F. C. Brown. The crystal forms of metallic selenium and some of their physical properties. Phys. Rev. (2) **4**, 87—98, 1914.



Eduard Jordis. Über kristallisierte Natriumsilikate. Chem.-Ztg. **38**, 922, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 685—686.

C. W. Cook. The Crystal Form of Some of the Hydrated Halide Salts of the Alkali Metals. Sill. Journ. (4) **38**, 142—144, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

A. Byk. Die Maxwell-Lorentzschen Grundgleichungen der Elektronentheorie in Räumen endlicher Krümmung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 850—874, 1914.

Leigh Page. Relativity and the Ether. Sill. Journ. (4) **38**, 169—187, 1914.

Tamaru-Takurô. Denkirikigaku no dodaino Hôteisiki. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 322—331, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

S. Boguslawski. Zu Herrn W. Ackermanns Messungen der Temperaturabhängigkeit der pyroelektrischen Erregung. Phys. ZS. **15**, 805—810, 1914.

3. Elektrostatik.

F. M. Farmer. Die dielektrische Festigkeit dünner Isoliermaterialien. Proc. Amer. Inst. Electr. Eng. **52**, 2191—2205, 1914. [Beibl. **38**, 1160—1161, 1914.

W. E. S. Turner und **C. C. Bissett.** Die Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstanten und dem Lösungsvermögen einer Substanz. Proc. chem. Soc. **30**, 59, 1914. [Beibl. **38**, 1122, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

W. Strelow. Gleichstrom-Amperestundenzähler als Ersatz für Wattstundenzähler. Elektrot. ZS. **35**, 997—998, 1914.

5. Apparate.

S. Evershed. Charakteristik von Isolationswiderständen. Journ. Inst. Electr. Engin. **52**, 51—73, 1914. [Beibl. **38**, 1158—1159, 1914.

Günther Schulze. Die maximal möglichen Wirkungsgrade des elektrolytischen Gleichrichters bei Verwendung wässeriger Lösungen. Arch. f. Elektrot. **3**, 43—48, 1914.

J. Biermanns. Über das Abschalten großer Wechselstromenergien. Arch. f. Elektrot. **3**, 5—42, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Alfred Lohr. Über Widerstandsänderungen von Amalgamen und einigen leichtschmelzbaren Legierungen mit der Temperatur und der Zeit. 72 S. Diss. Erlangen 1914.

F. C. Brown. The crystal forms of metallic selenium and some of their physical properties. Phys. Rev. (2) **4**, 87—98, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Ragnar Holm. Zur Theorie des Glimmstroms. III. Phys. ZS. **15**, 782—785, 1914.

R. Seeliger. Theorie der positiven Säule. Phys. ZS. **15**, 777—782, 1914.

Robert F. Earhart. The effect of a longitudinal magnetic field on spark potentials. Phys. Rev. (2) **4**, 135—139, 1914.

F. Hayashi. Zur Kenntnis des Funkenpotentials in Gasen bei höherem Druck. Ann. d. Phys. (4) **45**, 431—453, 1914.

Rudolf Schenck und E. Breuning. Über den elektrische Leitfähigkeit bewirkenden Bestandteil der Phosphorluft. II. Chem. Ber. **47**, 2601—2611, 1914.

K. Hauch. Das Verhalten der Mineralien bei Kathodenlicht. Prometheus **25**, 418—420, 1914.

Saul Dushman. Determination of e/m from measurements of thermionic currents. Phys. Rev. (2) **4**, 121—134, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

L. W. Mc Keehan. On the passage of cathode particles through gases at low pressure. Phys. Rev. (2) **4**, 140—144, 1914.

Theodore W. Richards und Max E. Lembert. Über das Atomgewicht von Blei radioaktiven Ursprungs. ZS. f. anorg. Chem. **88**, 429—451, 1914.

Georg v. Hevesy und Fritz Paneth. Zur Frage der isotopen Elemente. Phys. ZS. **15**, 797—805, 1914.

G. W. C. Kaye. X-Rays. XIX u. 252 S. New York, Longmans, Green and Co., 1914. (Preis 1,25 $.)

H. Seemann. Das Röntgenspektrum des Platins. Phys. ZS. **15**, 794—797, 1914.

Walther Friedrich und Peter Paul Koch. Über Methoden zur photographischen Spektralphotometrie der Röntgenstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 399—418, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

Robert H. Goddard. On ponderomotive force upon a dielectric which carries a displacement current in a magnetic field. Phys. Rev. (2) **4**, 99—120, 1914.

Reinhold Rüdenberg. Entstehung und Verlauf elektrischer Sprungwellen. Elektrot. u. Maschinenbau **32**, 729—733, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Martin Sjöström. Untersuchungen über stehende Hertzsche Wellen in Luft. Ein Beitrag zur Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft und an Drähten. Ann. d. Phys. (4) **45**, 353—376, 1914.



14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

Oreste Murani. Sull' osservazione del fenomeno Zeeman. Rend. Lomb. (2) **47**, 477—488, 1914.
W. Voigt. Über Zeeman-Triplets mit anormalen Rotationsrichtungen und über Medien mit negativem Faraday-Effekt. Ann. d. Phys. (4) **45**, 457—462, 1914.
H. Nagaoka and **T. Takamine.** Anomalous Zeeman Effect in Satellites of the Violet Line (4359) of Mercury. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 331—337, 1914.
F. C. Brown. The crystal forms of metallic selenium and some of their physical properties. Phys. Rev. (2) **4**, 85—98, 1914.
Herbert E. Ives. The illumination-current relationship in potassium photoelectric cells. Astrophys. Journ. **39**, 428—458, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

A. Landé. Quanteneffekt im Hochfrequenzspektrum. Phys. ZS. **15**, 793—794, 1914.
Willem Cornelis Manderslot. Breedte van spectraallijnen. 70 S. Diss. Amsterdam 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

F. C. Brown. The crystal forms of metallic selenium and some of their physical properties. Phys. Rev. (2) **4**, 87—98, 1914.
E. Perucca. Über zirkularen Dichroismus des Amethysts. Ann. d. Phys. (4) **45**, 463—464, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Paul Eversheim. Wellenlängennormale II. Ordnung im roten Teil des Eisenspektrums. Ann. d. Phys. (4) **45**, 454—456, 1914.
Emil Paulson. Konstante Differenzen in den Linienspektren. Ann. d. Phys. (4) **45**, 419—430, 1914.
E. Kron. Über die Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre für das Ultraviolett. Ann. d. Phys. (4) **45**, 377—398, 1914.
Willem Cornelis Manderslot. Breedte van spectraallijnen. 70 S. Diss. Amsterdam 1914.
L. und **E. Bloch.** Über ein neues Absorptionsspektrums des Sauerstoffs im äußersten Ultraviolett. Le Radium **11**, 97—100, 1914. [Beibl. **38**, 1141—1142, 1914.
Walther Friedrich und **Peter Paul Koch.** Über Methoden zur photographischen Spektralphotometrie der Röntgenstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 399—418, 1914.
A. Landé. Quanteneffekt im Hochfrequenzspektrum. Phys. ZS. **15**, 793—794, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

K. Hauch. Das Verhalten von Mineralien bei Kathodenlicht. Prometheus **25**, 418—420, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Richard Chace Tolman. The specific heat of solids and the principle of similitude. Phys. Rev. (2) **4**, 145—153, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Karl F. Herzfeld. Über den Zusammenhang zwischen dem wahrscheinlichsten und dem mittleren Zustand in der statistischen Mechanik. Phys. ZS. **15**, 785—788, 1914.

Gae. Ivaldi. La vera teoria cinetica dei gas. 202 S. Lampierdarena, stab. tip. Ligure, 1914. (Preis 5 L.) *

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Anderung des Aggregatzustandes.

Dietrich Lohmann. Beitrag zur Änderung der Siedepunkte mit der Höhenlage. Chem.-Ztg. **38**, 897—898, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 683.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Richard Chace Tolman. The specific heat of solids and the principle of similitude. Phys. Rev. (2) **4**, 145—153, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

W. F. Denning, Bristol. Meteoric streaks and trains. Nature **93**, 2334, 531—532, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Privatdozent Dr. **P. Ludewig** in Freiberg i. S. Drahtlose Telegraphie und Meteorologie. Wetter **31**, 7, 145—149, 1914.

Y. Okada. On the influence of compressibility on the fluid motion with a spherical obstacle and its application to a meteorological problem. Sc. Rep. Tohoku Imper. Univ. **3**, 4.

H. Hergesell. Das deutsche Observatorium in Spitzbergen. Beobachtungen und Ergebnisse. 8⁰. V, 65 S. mit 10 Abbildungen, 8 Taf. u. 1 Kartenskizze. (Heft 21 aus: Schriften d. wissensch. Ges. Straßburg.) Straßburg, K. J. Teubner, 1914. (Preis 6 ℳ.) *

Dr. **M. Robitzsch** in Marburg a. d. Lahn. Die deutsche wissenschaftliche Station auf Spitzbergen. Wetter **31**, 7, 157—159, 1914.

Dr. **K. Joester**-Berlin. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Mai 1914. Wetter **31**, 7, 153—154, 1914.

Die Witterung an der deutschen Küste im Juni 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 8, 483—484, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Dr. **Josef Reger** in Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Juni 1914. Wetter **31**, 155—156, 1914.

Prof. Dr. **E. Kleinschmidt** in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Juni 1914. Wetter **31**, 7, 156—157, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Juni 1914. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg und Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen. Karten-Beilage zu Wetter **31**, 7, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

H. Thurn. Funkentelegraphie und Luftfahrt. Elektrotechn. ZS., Heft 29, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

Dr. **K. Joester**-Berlin. Die Temperaturverhältnisse im April 1914 unter etwa 50^0 n. Br. Wetter **31**, 7, 154—155, 1914.

R. Weidenhagen in Magdeburg. Mittlere Monats-Isothermen (C^0) (8^h früh) Mai 1914. Karten-Beilage zu Wetter **31**, 7, 1914.

2 C2. Strahlung.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

Prof. Dr. **St. Hanzlik** in Prag. Der Sommermonsun der chinesischen Küste und die Ventilation. Wetter **31**, 7, 166—167, 1914.

J. Groendijk. Een cyclonale storm. De Zee, Juli 1914.

2 F. Wasserdampf.

W. Naegler in Dresden. Über die Methoden der Bestimmung der Luftfeuchtigkeit und die Bedeutung, welche diese Bestimmung für die Wetterprognose hat. (Fortsetzung.) Wetter **31**, 7, 149—153, 1914.

2 G. Niederschläge.

Nedbördsstationer åren 1860—1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 68.

Nedbördsstationer år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 52—67.

Alfabetisk förteckning över nederbördsstationerna år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 47—51.

Nederbördens storlek och antalet nederbördsdagar år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 141—192.

Nederbörds, — snö — och isobservationer. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 20—21.

G. Anfossi. Materiali per climatologia d'Italia. IV. La pioggia nella regione Lombarda. Mem. Geogr. Giugno 1914.

Dr. **Karl Joester**-Berlin. Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm. Mai 1914. Karten-Beilage zu Wetter **31**, 7, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

P. Richter, Wittenberge (Bez. Potsdam). Merkwürdige Blitzwirkung. Wetter **31**, 7, 165, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

C. Klippel, Lehrer, Beobachter der Regenstation Tondorf, Kr. Schleiden. Doppelregenbogen. Wetter **31**, 7, 166, 1914.

Max Ziegler, Regenstation Bad Oeynhausen. Lichterscheinung. Wetter **31**, 7, 165, 1914.



2 K. Synoptische Meteorologie.

R. **Weidenhagen** in Magdeburg. Mittlere Monats-Isobaren (mm) Mai 1914. Karten-Beilage zu Wetter **31**, 7, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

Assistent **Rudolf Fischer** in Darmstadt. Der Wettersturz am 25. Mai 1914 vorbereitet in Island. Wetter **31**, 7, 159—161, 1914.

Prof. **Rudel** in Nürnberg. Langsichtige Wettervorhersagen. Wetter **31**, 7, 167—168, 1914.

C. **Liese**, Lehrer in Schreufa b. Frankenberg i. H. Ein Vorschlag von ... Wie kann die Prognose des öffentlichen Wetterdienstes eine leichtere und bessere Verbreitung finden? Wetter **31**, 7, 167, 1914.

Leopold Wolff-Abendroth, Lehrer und Beobachter der „Meteorologischen Beobachtungsstation der Wetterdienststelle zu Ilmenau" in Rottleben a. Kyffhäuser. (Schluß.) Wetterkunde und Schule. Wetter **31**, 7, 161—165, 1914.

Nieuwigheden in de weertelegrammen. Hemel en Dampkring. Juni 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

F. **Schuster**, Oberstleutnant a. D., Karlsruhe. Die Änderung des Luftdruckes in mondperiodischen Wellensystemen und deren Interferenz. Ann. d. Hydr. **42**, 8, 432—439, 1914.

G. **Hinselmann.** Mond und Herbststürme. Hansa, Nr. 26, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

P. **Giraud.** Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit mit dem Abbeschen Refraktometer. ZS. f. Instrkde., Heft 7. 1914.

2 P. Klimatologie.

B. C. **Wallis.** Geographical aspects of climatological investigations. Scott. Geogr. Mag., Nr. 7, 1914.

Chas. E. P. Brooks, Highbury, N. Climatic change. Nature **93**, 2334, 532, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

H. S. **Blackburne.** Modern up-to-date navigation position finding by the improved „Summer" method contrasted with the new navigation (Marcq St. Hilaire System) and the old „Summer" method, together with a few special star reduction and azimuth tables. 8°. 74 p. (Wellington, N. Z.) J. Mackay. (1 sh 6 d.) *

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

K. Honda. A theory of magnetism. Sc. Rep. Tohoku Imper. Univ. **3**, 4.
L. A. Bauer. The general magnetic survey of the earth. Bull. Amer. Geogr. Soc. 1914, July.
C. Chree. Terrestrial magnetism. Nature **93**, 2334, 544—545, 1914.
Results of observations made at the U. S. Coast and Geodetic Survey Magnetic Observatory at Sitka, Alaska 1911 and 1912. (D. L. Hazard.) 4⁰. 100 p. Washington 1914. Government Printing Office.
Terrestrial magnetism. Results of magnetic observations made by the U. S. Coast and Geodetic Survey between July 1, 1911 and December 31, 1912. R. L. Fairs: Spec. Publicat., Nr. 15. 4⁰. 102 p. Washington 1913. Government Printing Office.
F. K. Kurz. Mitternachtssonne und Nordlicht. 8⁰. VII, 237 S. mit 16 Vollbild. u. 34 Textbild. Frauenfeld 1914. Huber & Co. (Preis 4,50 *M.*) *

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

O. de Buen. L'institut espagnol d'Océanographie. Bull. Inst. Océanogr. de Monaco, Juni 22.
W. v. Kesslitz, k. u. k. Linienschiffskapitän. Berichtigung zu Börgens harmonischer Analyse der Gezeitenbeobachtungen. Ann. d. Hydr. **42**, 8, 478, 1914.
Professor Dr. **Schweydar.** Bemerkung zu der von W. v. Kesslitz gemachten Berichtigung zu Börgens harmonischer Analyse der Gezeitenbeobachtungen. Ann. d. Hydr. **42**, 8, 478—479, 1914.
A. Grund. Die 10., 11. und 12. Terminfahrt S. M. S. „Najade" im Adriatischen Meere. Mitteil. d. Geogr. Ges. Wien, 1914, Nr. 5 u. 6.
Prince **Albert de Monaco.** Vingt-sixième campagne scientifique. (Hirondelle II.) Bull. Inst. Océanogr. d. Monaco, Juin 30, 1914.
W. S. B. Recent physical investigations in the north atlantic ocean. Nature **93**, 2334, 541—543, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Vattenstandsstationer åren 1765—1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 46.
Alfabetisk förteckning över vattenstandsstationerna år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 27—31.
Översigt av de hydrografiska förhållandena i Sverige under år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 3—12.
Vattenstandsiakttagelser. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 14—15.
Vattenstandsstationer år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån. Stockholm 1914, S. 32—45.
Vattenmangder år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 121—135.



Vattenmangdsmätningar år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 136—140.

Minimivattenstånd under år 1912 jämte medelvärden för längre perioder vid vissa stationer. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 101—109.

Maximivattenstånd under år 1912 jämte medelvärden för längre perioder vid vissa stationer. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 92—160.

Medelvattenstånd under år 1912 jämte medelvärden för längre perioder vid vissa stationer. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 83—91.

Dagliga vattenståndsiakttagelser år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 69—82.

Avvägda höjder år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 230—231.

Vattenmängder. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 15—20.

Förteckningar över flodområdesareal, vattenstands- och nederbördsstationer. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 13—14.

Avvägda höjder. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 22.

Huvudflodområden and yta överstigande 200 km² samt stationstäthet för år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 25—26.

Vattenanalyser år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 224—229.

Jakttagelser av vattnets temperatur, isens tjocklek och vattenanalyser. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 22.

Maximi- och minimivattenstånd år 1912 jämte medel- och gränsvärden för längre perioder vid vissa stationer. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, 110—120.

Vattentemperatur år 1912. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 216—217.

30. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Dr. **Kurt Wegener**, Met. Landesanst. Straßburg i. E. Die Eisverhältnisse in Nordwestspitzbergen 1912/13. Ann. d. Hydr. **42**, 8, 429—432, 1914.

Jakttagelser vintern 1911/12. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, 218—223.

Såsom snö magasinerad vattenmängd vintern 1911/12. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 208—209.

Vattenmängd i mm mohsvarande 1 cm snötäcke vintern 1911/12. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, 202—207.

Snötäcke vintern 1911/12. Årsbok 4 för år 1912. Hydrograf. Byrån, Stockholm 1914, S. 193—201.

K. Mahler. Die Bedeutung der Reisen des Herzogs der Abbruzzen für die Geographie des Eises. Mitteil. Ver. f. Erdkde. Dresden 1914, Bd. II, Heft 9.

Oscillations of french glaciers. Nature **93**, 2334, 534, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. Oktober 1914.** **Nr. 20.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 20 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Oktober 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

J. Fernet et **Faivre-Dupaigre.** Cours de Physique pour les classes de mathématiques spéciales. 5. éd. par Faivre-Dupaigre et J. Lamirand. 964 S. Paris 1914. (Preis 16,50 ℳ.) *

Ignaz G. Wallentin. Praktische Methodik des physikalischen Unterrichts. X u. 223 S. Wien, Verlag von A. Pichlers Witwe & Sohn, 1914. (Praktische Methodik für den höheren Unterricht. Herausgegeben von August Scheindler.) (Preis 4,10 ℳ, geb. 4,50 ℳ.) *

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

H. Schoentjes. Über einen neuen Apparat zur Demonstration des Prinzips der Wirkung und Gegenwirkung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 288—289, 1914.

H. Dircks. Die objektive Darstellung der Fallbeschleunigung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 283—285, 1914.

J. B. Kremer. Ein Apparat zu Versuchen über Drehmomente. School Science and Math. **14**, No. 5, May 1914. [ZS. f. phys. Unterr. **27**, 297, 1914.

Meiser & Mertig. Apparat zum Nachweis, daß, wenn das Trägheitsmoment eines rotierenden Systems abnimmt, die Winkelgeschwindigkeit desselben zunimmt und umgekehrt. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 314, 1914.

H. Sommerlad. Messung des Druckes der Wasserleitung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 295, 1914.

H. Rebenstorff. Nachwort zu vorstehender Mitteilung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 295, 1914.

H. Rebenstorff. Tonerzeugung durch Wechselwirkung von Telephon und Mikrophon. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 315, 1914.

Roy W. Keley. Messung der Schallgeschwindigkeit mit Hilfe eines Pendels. School Science and Math. **14**, Nr. 4, April 1914. [ZS. f. phys. Unterr. **27**, 297—298, 1914.

Saeger & Co. Radium-Experimentierkasten. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 314, 1914.

J. Kleiber. Die Bewegung des Stromleiters im Magnetfeld. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 293—294, 1914.

Th. Schröder. Bremswirkung Foucaultscher Ströme. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 292, 1914.

K. Schütt. Versuche mit Wechselströmen und elektrischen Schwingungen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 269—278, 1914.

Wilh. Hillers. Die Brille im Unterricht. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **20**, 43—50, 1914.

Al. Lanner. Über eine bemerkenswerte Spiegelungserscheinung an planparallelen Glasplatten. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 315, 1914.

Friedr. Fricke. Eine optische Erscheinung an bewegten Drähten. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 291—292, 1914.

W. Merkelbach. Versuche über das verschiedene Sehen mit den Zapfen und Stäbchen der Netzhaut. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 278—283, 1914.

Fr. Flade. Demonstration der Brownschen Molekularbewegung. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 294, 1914.

C. Hauschulz. Bestimmung der Ausdehnungskoeffizienten von festen Stoffen und Gasen in Schülerübungen. ZS. f. phys. Unterr. **27**, 289—291, 1914.

A. Heiduschka und **E. Rheinberger.** Ein Apparat zur fraktionierten Vakuumdestillation. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) **90**, 354—356, 1914.

3. Maß und Messen.

M. J. van Uven. Combination of observations with and without conditions and determination of the weights of the unknown quantities, derived from mechanical principles. Proc. Amsterdam **17**, 157—169, 1914.

W. Rohn. Ein selbstzeigendes elektrisches Vakuummeter. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 539—542, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

F. Hochheim. Die Behandlung der Mechanik mit Hilfe der Differential- und Integralrechnung. 32 S. Wien 1914. (Preis 0,40 *M*.)

Friedrich Kottler. Fallende Bezugssysteme vom Standpunkte des Relativitätsprinzips. Ann. d. Phys. (4) **45**, 481—516, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Hans Happel. Über das Gleichgewicht rechteckiger Platten. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 37—62.

6. Hydromechanik.

D. J. Korteweg. The different ways of floating of an homogeneous cube. Proc. Amsterdam **17**, 224—226, 1914.

N. Kurnakow und **J. Kwjat.** Über die innere Reibung im System Anilin-Allylsenföl. ZS. f. phys. Chem. **88**, 401—413, 1914.

7. Kapillarität.

F. M. Jaeger. The Temperatur-coefficients of the free Surface energy of Liquids at Temperatures from —80° to 1650° C. I. Methods and Apparatus. Proc. Amsterdam **17**, 329—365, 1914.

F. M. Jaeger and **M. J. Smit.** The Temperature-coefficients of the free Surface-energy of Liquids, at Temperatures from —80° to 1650° C. II. Measurements of Some Aliphatic Derivatives. Proc. Amsterdam **17**, 365—385, 1914.

F. M. Jaeger and **M. J. Smit.** The Temperature-coefficients of the free Surface-energy of Liquids, at Temperatures from —80° to 1650° C. III. Measurements of some Aromatic Derivatives. Proc. Amsterdam **17**, 386—394, 1914.

F. M. Jaeger and **Jul. Kahn.** The Temperature-coefficients of the free Surface-energy of Liquids, at Temperatures from —80° to 1650° C. IV. Measurements of some Aliphatic and Aromatic Ethers. Proc. Amsterdam **17**, 395—405, 1914.

F. M. Jaeger. The Temperature-coefficients of the free Surface-energy of Liquids, at Temperatures from —80° to 1650° C. V. Measurements of homologous Aromatic Hydrocarbons and some of their Halogenderivatives. Proc. Amsterdam **17**, 405—415, 1914.

F. M. Jaeger. The Temperature-coefficients of the free Surface-energy of Liquids, at Temperatures from —80° to 1650° C. VI. General Remarks. Proc. Amsterdam **17**, 416—430, 1914.

8. Aeromechanik.

L. Prandtl. Der Luftwiderstand von Kugeln. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 177—190.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Wilhelm Schmidt. Neueres über die Ausbreitung des Schalles in der freien Atmosphäre. Die Naturwissenschaften **2**, 925—927, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

F. Mylius und **A. Mazzucchelli.** Über die Platinanalyse. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 1—38, 1914.

J. Lifschitz. Die Änderungen der Lichtabsorption bei der Salzverbindung organischer Säuren. 116 S. Stuttgart 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Harry C. Jones. Absorptionsspektra und die Solvattheorie der Lösungen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 552—554, 1914.

Ernst Beckmann und **Otto Liesche.** Ebullioskopisches Verhalten von Lösungsmitteln bei verschiedenen Drucken. II. Essigsäureanhydrid und Eisessig. (Nach gemeinsamen Versuchen mit Julius v. Bosse.) ZS. f. phys. Chem. **88**, 419—427, 1914.



A. Smits and **S. Postma.** The system Ammonia-water. Proc. Amsterdam **17**, 182—191, 1914.

J. C. J. Cunningham. Das System: Bleioxyd-Kupferoxyd. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 48—52, 1914.

N. Kurnakow und **J. Kwjat.** Über die innere Reibung im System Anilin-Allylsenföl. ZS. f. phys. Chem. **88**, 401—413, 1914.

F. A. H. Schreinemakers. Equilibria in ternary systems. XVI. Proc. Amsterdam **17**, 169—182, 1914.

Adolf Sieverts. Palladium und Wasserstoff. II. ZS. f. phys. Chem. **88**, 451—478, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

4. Photochemie.

M. Le Blanc und **K. Andrich.** Photobromierung des Toluols. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 543—547, 1914.

Hans Stobbe und **Alfred Lippold.** Zur Photochemie des Phenylacetaldehyds; Bildung des Triphenylparaldehyds und anderer Polymerer. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) **90**, 277—296, 1914.

Hans Stobbe und **Alfred Lippold.** Einfluß des Lichtes auf die Polymerisation des Itaconsäureäthylesters. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) **90**, 336—344, 1914.

5. Thermochemie.

K. K. Järvinen. Über die Molekularattraktion. II. ZS. f. phys. Chem. **88**, 428—450, 1914.

J. N. Börnsted. Studium zur chemischen Affinität. IX. Die allotrope Zinnumwandlung. ZS. f. phys. Chem. **88**, 479—489, 1914.

W. Reinders und **L. Hamburger.** Die höheren Oxyde des Bleis und ihre Dissoziation. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 71—96, 1914.

Bror Holmberg. Kinetik der Einwirkung von Kaliumxanthogenat auf Chloracetate und Chloracetamid. ZS. f. phys. Chem. **88**, 385—400, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

G. Tammann. Ein Verfahren zur Erzwingung spontaner Kristallisation. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 110—114.

Ernst Cohen. The metastability of the metals in consequence of allotropy and its significance for Chemistry, Physics, and Technics. II. Proc. Amsterdam **17**, 200—203, 1914.

Otto Ruff. Beitrag zur Kenntnis übereutektischer Eisen-Kohlenstofflegierungen. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 39—47, 1914.

Meinhard Hasselblatt. Die „Impfwirkung" isomorpher Stoffe. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 53—70, 1914.

J. W. Terwen. Bijdrage to de kennis der Allotropie van Cyaan en Phosphorus. 104 S. Amsterdam 1913.

T. L. Walker. Crystallography. 260 S. New York 1914. (Preis 10 ℳ.)

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

J. B. Pomey. Cours d'Electricité théorique. Tome I. VIII u. 396 S. Paris 1914. (Preis 11 *M*.) *

M. Born. Der Impuls-Energie-Satz in der Elektrodynamik von Gustav Mie. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 23—36.

Günther Neumann. Die träge Masse schnell bewegter Elektronen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 529—579, 1914.

H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. J. The imitation of an Ampère molecular current or a permanent magnet by means of a supraconductor. (Cont.) Proc. Amsterdam **17**, 278—283, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

H. Stafford Hatfield. Ein Wasserstoffvolumen-Coulometer (Elektrolytzähler). 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 547—550, 1914.

5. Apparate.

H. Michel. Eine Apparatur zur Beobachtung der Lumineszenzerscheinungen von Mineralien in Kathoden- und Röntgenstrahlen. Zentralbl. f. Min. 1914, 551—553.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

A. de Weck. Über den Ausbreitungswiderstand elektrischer Ströme, welche aus der ebenen Endfläche eines Kreiszylinders in einen kugelförmigen Raum strömen. 73 S. Zürich 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

A. Occhialini. Scintilla e argo. Cim. (6) **7**, 365—378, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

H. Lunelund. Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger elektrischer Komponenten der Serienlinien des Wasserstoffs. Ann. d. Phys. (4) **45**, 517—528, 1914.

J. S. Wojtaszewski. Über das Ausfällen einiger radioaktiven Stoffe aus wässerigen Lösungen. 67 S. Freiburg (Schweiz) 1913.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. K. Appearance of beginning paramagnetic saturation. Proc. Amsterdam **17**, 283—286, 1914.

A. Bernini. Sul Magnetismo Susseguente del Ferro. Parte quarta. Nuovo contributo allo studio dell' andamento del magnetismo susseguente del ferro nella magnetizzazione. Cim. (6) **7**, 379—389, 1914.

John D. Ball. Der Hysteresisverlust als eine Funktion der magnetischen Dichte und der maximalen Permeabilität. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 765—769, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

B. Cabrera und **J. Torroja.** Einfluß des magnetischen Feldes auf den Widerstand des Nickels. Anales de fisica y quimica **11**, 443—480, 525—542, 1914. [Beibl. **38**, 1209—1210, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Karl F. Lindman. Über elektrische und optische Resonanz. Ann. d. Phys. (4) **45**, 580—622, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

A. Sommerfeld. Zur Voigtschen Theorie des Zeeman-Effektes. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 207—229.

H. Lunelund. Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger elektrischer Komponenten der Serienlinien des Wasserstoffs. Ann. d. Phys. (4) **45**, 517—528, 1914.

N. Lyon. Über die Dispersion der elektrischen Doppelbrechung. 44 S. Freiburg 1914.

J. Stark und **G. Wendt.** Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. II. Längseffekt. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 63—70.

W. Voigt. Theoretische Bemerkungen zu den neuen Beobachtungen des Herrn J. Stark. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914. 71—84.

H. Wilsar. Beobachtungen über die Abhängigkeit des Stark-Effcktes von der Spannung, Feldrichtung und Wellenlängc. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 85—94.

Antonino Lo Surdo. Sul fenomeno analogo a quello die Zeeman nel campo elettrico. Cim. (6) **7**, 335—337, 1914.

Antonino Garbasso. Sopra il fenomeno di Stark-Lo Surdo. Cim. (6) **7**, 338—343, 1914.

Antonino Lo Surdo. Su l'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman effetto longitudinale. Cim. (6) **7**, 344—346, 1914.

Antonino Lo Surdo. Su l'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman: le varie righe della serie di Balmer presentano diverse forme di scomposizione. Cim. (6) **7**, 347—348, 1914.

Antonino Lo Surdo. Osservazione diretta della scomposizione delle righe spettrali davanti al catodo in un tubo molto sottile. Cim. (6) **7**, 349—350, 1914.

Luigi Puccianti. La decomposizione delle righa rossa dell' idrogeno nel primo strato catodico. Cim (6) **7**, 351—353, 1914.

Antonino Garbasso. Ancora sul fenomeno di Stark-Lo Surdo. Cim. (6) **7**, 354—356, 1914.

Antonino Lo Surdo. La scomposizione catodica della quarta riga della serie di Balmer e probabili regolarità. Cim. (6) **7**, 357—360, 1914.

Luigi Puccianti. Confronto tra la scomposizione catodica della prima e della seconda riga della serie di Balmer. Cim. (6) **7**, 361—364, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

August Wiegrefe. Neue Lichtströmung bei Totalreflexion. Beiträge zur Diskussion des Poyntingschen Satzes. Ann. d. Phys. (4) **45**, 465—480, 1914.

P. Zeeman. Fresnels's coeffizient for light of different colours. (First part.) Proc. Amsterdam **17**, 445—451, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

August Wiegrefe. Neue Lichtströmung bei Totalreflexion. Beiträge zur Diskussion des Poyntingschen Satzes. Ann. d. Phys. (4) **45**, 465—480, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Eligio Perucca. Il potere rotatorio dei cristalli misti $NaCJO_3$—$AgCJO_3$. S.-A. Atti di Torino **49**, 1127—1134, 1914.

F. Niemand. Über optisch-aktive Kobalt-Ammoniake. 70 S. Zürich 1913.

E. Linzinger. Über den Einfluß der Konstitution auf das Drehungsvermögen optisch aktiver Substanzen. 91 S. Basel 1913.

F. Wolfsleben. Über den Einfluß der Konstitution auf das Drehungsvermögen optisch aktiver Substanzen. 79 S. Basel 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

W. M. Watts. Index of Spectra. Appendix W: Chromium, Copper, Erbium, Europium, Fluorine. 99 S. London 1914.

Rita Brunetti. Lo spettro della scarica oscillatoria in vari gas. Cim. (6) **7**, 390—410, 1914.

Luigi Puccianti. Confronto tra la scomposizione catodica della prima e della seconda riga della serie di Balmer. Cim. (6) **7**, 361—364, 1914.

H. Lunelund. Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger elektrischer Komponenten der Serienlinien des Wasserstoffs. Ann. d. Phys. (4) **45**, 517—528, 1914.

Antonino Lo Surdo. Osservazione diretta della scomposizione delle righe spettrali davanti al catodo in un tubo molto sottile. Cim. (6) **7**, 349—350, 1914.



Luigi Puccianti. La decomposizione della riga rossa dell' idrogeno nel primo strato catodico. Cim. (6) **7**, 351—353, 1914.

Antonino Lo Surdo. La scomposizione catodica della quarta riga della serie di Balmer e probabili regolarità. Cim. (6) **7**, 357—360, 1914.

J. Lifschitz. Die Änderungen der Lichtabsorption bei der Salzverbindung organischer Säuren. 116 S. Stuttgart 1914.

Harry C. Jones. Absorptionsspektra und die Solvattheorie der Lösungen. ZS. f. Elektrochem. **20**, 552—554, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Karl F. Lindman. Über elektrische und optische Resonanz. Ann. d. Phys. (4) **45**, 580—622, 1914.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

F. A. Schulze. Über eine die innere Ausdehnungsarbeit bei Erwärmung von Flüssigkeiten betreffende Gesetzmäßigkeit und über das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. **88**, 490—505, 1914.

J. N. Brönsted. Studien zur chemischen Affinität. IX. Die allotrope Zinnumwandlung. ZS. f. phys. Chem. **88**, 479—489, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

M. v. Smoluchowski. Bemerkung zu der Arbeit B. Baules: „Theoretische Behandlung der Erscheinungen in verdünnten Gasen." Ann. d. Phys. (4) **45**, 623—624, 1914.

Anton Wassmuth. Über eine neuartige, der statistischen Mechanik entnommene Formulierung des Maxwell-Boltzmannschen Verteilungsgesetzes. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a] 511—522, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Ph. Kohnstamm and **K. W. Walstra.** Measurements of isotherms of hydrogen at 20° C and 15,5° C. Proc. Amsterdam **17**, 203—216, 1914.

K. W. Walstra. The hydrogen isotherms of 20° C and of 15° C between 1 and 2200 atms. Proc. Amsterdam **17**, 217—224, 1914.

C. A. Crommelin. Isothermals of monatomic substances and their binary mixtures. XVI. New determination of the vapour-pressures of solid argon down to — 205°. Proc. Amsterdam **17**, 275—277, 1914.

J. J. van Laar. A new relation between the critical quantities, and on the unity of all substances in their thermic behaviour. (Conclusion.) Proc. Amsterdam **17**, 451—465, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

J. N. Brönsted. Untersuchungen über die spezifische Wärme. II. Die Alkalihalogenide. ZS. f. Elektrochem. **20**, 554—556, 1914.

J. N. Brönsted. Studien zur chemischen Affinität. IX. Die allotrope Zinnumwandlung. ZS. f. phys. Chem. **88**, 479—489, 1914.

F. A. Schulze. Über eine die innere Ausdehnungsarbeit bei Erwärmung von Flüssigkeiten betreffende Gesetzmäßigkeit und über das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. **88**, 490—505, 1914.

Arden R. Johnson und **B. W. Hammer.** Die spezifische Wärme von Milch und Milchpräparaten. Journ. of Ind. and Engin. Chem. **6**, 569—573, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 888.

7. Wärmeleitung.



VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

J. Evershed and **Charles E. St. John.** Note on radial movement in sun spots. Astrophys. Journ. **40**, 1, 156—158, 1914.
W. H. Julius. Radial motion in sun-spots? Astrophys. Journ. **40**, 1, 1—33, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Cuno Hoffmeister, Sonneberg, S. M. Großes Meteor in Süddeutschland und der Schweiz 1914, 19. Juli etwa $11^h 10^m$ M. E. Z. Astr. Nachr. **199**, 4, 62, 1914.
Arthur Stentzel. Beobachtung eines sehr hellen Meteors (Feuerkugel). Astr. Nachr. **199**, 5, 87—88, 1914.
The drifh of a train of a bright meteor. Month. Weather Rev. **42**, 1, 38, 1914.
Sternschnuppe. Wetter **31**, 8, 189—192, 1914.
C. Blochmann, Zürich. Intensive Lichterscheinung. Wetter **31**, 8, 189, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Winslow Upton, 1853—1914. Month. Weather Rev. **42**, 1, 38, 1914.
D. W. Horner. Some weather problems explained. Nautical Mag. Glasgow **91**, Febr. 1914, 117, 122.
Jean Mascart. Les caractères de l'atmosphère et l'hygiène. Bull. Obs. Lyon, St. Genis-Laval, **1**, Janvier 1914, 105—121.
J. v. Hann. Der tägliche Gang der meteorologischen Elemente am Panamakanal. 8°. 84 S. Wien 1914, A. Hölder. (Preis 0,85 ℳ.) *
Hugo Emanuel Hamberg. Present organization of agricultural meteorology in Sweden. Internat. inst. of agricult. Bureau of agricult. intellig. and plant diseases. Month. Bull. Rome, 5. year, January 1914, p. 6—8.
Sigismund Róna. On the organization of the meteorological service in Hungary. Internat. inst. of agricult. Bureau of agricult. intellig. and plant deseases. Month. bull. Rome, 4. year., December 1913, p. 1806—1811.

The weather map on the polar projection. Month. Weather Rev. **42**, 1, 36—38, 1914.

New daily weather map. Month. Weather Rev. **42**, 1, 35, 1914.

Henry J. Cox, Professor of Meteorology, United States Weather Bureau, and **John H. Armington**, Local Forecaster, United States Weather Bureau. The weather and climate of Chicago. (Bulletin No. 4. Geographic Society of Chicago.) Ref. Astrophys. Journ. **40**, 1, 1914.

Henry Mellish. The weather of 1913 at Hodsock Priory, Worksop. (Notting, hamshire, England) n. p. [1914.] 8 p. 2 charts. 8⁰.

P. C. Day, Climatologist and Chief of Division. The weather of the month January 1914. Month. Weather Rev. **42**, 1, 65—66, 1914.

Die Witterung an der deutschen Küste im Juli 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 9, 531—532, 1914.

Dr. **K. Joester**, Berlin. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Juni 1914. Wetter **31**, 8, 184—185, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Evolution of the meteorological kite. Month. Weather Rev. **42**, 1, 39—40, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Juli 1914. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg, 122 m über N. N. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 8, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

H. Thurn. Funkentelegraphie und Luftfahrt. Elektrotechn. ZS., Heft 30, 1914.

K. Wegener. Meteorologische Erfahrungen beim Fliegen. Deutsche Luftfahrer-Ztg. Nr. 16, 1914.

A. Gradenwitz. Lighthouses of the aerial navigator. Sc. Amer. May 16, 1914.

Fritz Köhler. Ein neuer Theodolit mit Schnellablesung nach Prof. Dr. E. Hartmann. Deutsche Luftfahrer-Ztg. Nr. 8. [Prometheus **25**, 50/52, 767, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

F. W. Aston. New element in the atmosphere. Sc. Abstr. London **16**, December 1913, p. 661.

Harry H. Holmes. Variations in atmospheric ozone. Sc. Amer. New York **110**, Febr. 7, 1914, 131—132, 134.

J. A. Mc Clelland et **H. Kennedy.** Les gros ions dans l'atmosphère. Radium **10**, 392—400, 1913.

C. Crowther and **D. W. Steuart.** The distribution of atmospheric impurities in the neighborhood of an industrial city. Internat. inst. of agricult. Bureau of agricult. intellig. and plant deseases. Month. Bull. Rome. 4. year. December 1913, p. 1806—1811.

2 C1. Lufttemperatur.

Recent temperatures in Europe. Nature London **92**, p. 617, 1914.

Otto Meißner in Potsdam. Existieren die „Eisheiligen“? Wetter **31**, 8, 176—179, 1914.

H. E. Hurst. The frequency of low temperatures in the Sudan and its effect on the cotton crop. Cairo sc. journ. Alexandria **7**, December 1913, 265—268.

R. Weidenhagen, Magdeburg. Mittlere Monats-Isothermen (C⁰). Juli 1914 (8ʰ früh). Kartenbeilage zu Wetter **31**, 8, 1914.

Dr. **K. Joester**, Berlin. Die Temperaturverhältnisse im Juni 1914 unter 50⁰ n. Br. Wetter **31**, 8, 185, 1914.

2 C2. Strahlung.

Anders Ångström. Studies of the nocturnal radiation to space. (Second paper.) Astrophys. Journ. Chicago, January 1914, 95—104.

C. J. Savinov. Greatest magnitude of the intensity of solar radiation observed at Pavlovsk from 1892. Enfeeblement of the radiation in the second half of 1912. Sc. Abstr. London **17**, January 1914, p. 10—12, 1914.

2 D. Luftdruck.

J. Loisel. Sur la représentation nomographique de la réduction du baromètre au niveau de la mer. C. R. **159**, 2, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

P. Irdac. Sur les irrégularités du vent. C. R. **159**, 2, 1914.

A. H. Higneth. Notes on the cyclone of October 27th, 1913 in Cheshire Symons's Met. Mag. London **49**, Febr. 1914, p. 1—2.

2 F. Wasserdampf.

The strangest form of cloud: mammato-cumulus. Sc. Amer. New York **110**, Febr. 1914, 127.

W. Naegler in Dresden. Über die Methoden der Bestimmung der Luftfeuchtigkeit und die Bedeutung, welche diese Bestimmung für die Wetterprognose hat. (Fortsetzung.) Wetter **31**, 8, 179—184, 1914.

2 G. Niederschläge.

J. W. Gregory. Is the earth drying up? Geogr. Journ. London **43**, Febr. 1914, p. 148—172.

Frank Flowers. A plea for the exact measurement of rainfall. South African Journ. of Sc. Cape Town. **10**, Dec. 1913, p. 81—96.

Prof. Dr. **Gerlach** in Bromberg. Durchführbarkeit und Nutzen der Ackerbewässerung im Deutschen Reiche. Nach einem Vortrage des Direktors des Kaiser Wilhelm-Instituts für Landwirtschaft. Wetter **31**, 8, 185—188, 1914.

R. B. Dole. Note on the chlorine content of rain water at Tortugas-Fla. Washington Acad. of Sc. Baltimore **4**, 3—4, 1914.

L. C. W. Bonacina. Glazed frost. Symons's Met. Mag. London **49**, Febr. 1914, p. 13.

John Aitken. Glazed frost. Symons's Met. Mag. London **49**, Febr. 1914, p. 12.

Dr. **K. Joester**, Berlin. Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm, Juni 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 8, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

L'intensité électrique en jeu dans un coup de foudre. Cosmos **63**, S. 87, 1914.

H. Reisner. Die Gewittererscheinungen in der Grafschaft Glatz. ZS. f. Gewässerkde. **12**, 3/4, 1914.

Friedrich Wilhelm Fürst zu Ysenburg u. Büdingen, Wachtersbach. Zur Entstehung der Kugelblitze. Prometheus **25**, 50/52, 762—763, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

Walter Block. Die blaue Farbe des Himmels. Weltall **14**, 2. Dez.-Heft, 81—83, 1913.

A. Kampfrath in Dresden. Luftspiegelung. Wetter **31**, 8, 169—176, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

R. Weidenhagen, Magdeburg. Mittlere Monats-Isobaren (mm). Juli 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 8, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

R. Handmann. Wetterbüchlein, Wetterregeln und Wetterperioden. Für Touristen zusammengestellt. 8⁰. 20 S. München 1914. Verlag Natur u. Kultur. (Preis 0,25 *M*.) *

Ing. Schwarzenstein. Oliver Lodge, Über die künstliche Beeinflussung der Witterung. Prometheus **25**, 50/52, 766, 1914.

Dr. **Kurt Wegener** in Straßburg i. E. Änderungen der Wetterkarte der Meteorologischen Landesanstalt von Elsaß-Lothringen. Wetter **31**, 8, 188—189, 1914.

Calvin Frazer. The frost problem up to date. What science has learned about a disputed subject. Country Gentleman Philadelphia **79**, Febr. 1914, p. 260—392.

H. C. Frankenfield, Professor of Meteorology. Storms and warnings for January 1914. Month. Weather Rev. **42**, 1, 41—44, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

France Giraud. Determination de l'humidité relative de l'air par le réfractomètre. Journ.. de phys. **3**, 900—902, 1913.

J. H. Stone. Schilowskys gyroscope applied to ships and aeroplanes. Sc. Amer. Suppl., July 11, 1914.

2 P. Klimatologie.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

H. Capelle. Die mathematische Geographie und ihre Nutzanwendung für den Gebrauch an nautischen und höheren Lehranstalten, sowie zum Selbstunterricht bearbeitet. 8⁰. IV u. 268 S. Mit zahlreichen Figuren im Text. 3 Karten in Steindruck und 28 Tafeln räumliche Photographien. E. S. Mittler u. Sohn. Berlin 1913. (Preis geb. 10 *M*.) Ref. Dr. J. Möller. Ann. d. Hydr. **42**, 9, 528, 1914. *



3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Julien Loisel. Éruptions volcaniques et températures terrestres. La Nature **42**, 188—190, 1914.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

W. Krebs. Kompaßstörungen im Ostseegebiete, besonders im Finnischen Meerbusen. „Hansa“ Nr. 33, 1914.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

O. Jessen. Morphologische Beobachtungen an den Dünen von Amrum, Sylt und Röm. Mitt. d. geogr. Ges. München **9**, 2.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Prof. Dr. **H. von Hasenkamp.** La Cour's Untersuchungen über das sogenannte Quasinivellement. Ann. d. Hydr. **42**, 9, 488—494, 1914.

Kapt. **D. Niemann.** Eigenartige Färbung des Meerwassers. Ann. d. Hydr. **42**, 9, 527, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

E. Schmidt. Der Einfluß des Oberwassers auf die Tidebewegung in der Elbe. ZS. f. Gewässerkde. **12**, 3/4, 1914.

Alfred J. Henry, Professor of Meteorology. The rivers during January 1914. Month. Weather Rev. **42**, 1, 45—46, 1914.

Eugene D. Emigh, Local Forecaster, Augusta, Ga. Freshets in the Savannah river. Month. Weather Rev. **42**, 1, 46—51, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Fritz Machatschek. Die Depression der eiszeitlichen Schneegrenze. ZS. f. Gletscherkde. **8**, Dezember 1913, 104—128.

Lucien Rudaux. La neige dans les gouffres des Pyrénées. La Nature **42**, 183—187, 1914.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. November 1914.** **Nr. 21.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 21 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Oktober 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

O. Lehmann. Hermann Sieveking †. 20. Mai 1875 bis 2. August 1914. S.-A. Chem.-Ztg. 1914, 1097.

Leopold Levy. Peter Szymánski. D. Mech.-Ztg. 1914, 201—203.

Vollständige Liste der heute feststehenden Formel- und Einheitszeichen des „AEF“. Elektrot. ZS. **35**, 1021, 1914.

Max Planck. Dynamische und statistische Gesetzmäßigkeit. Rede, gehalten bei der Feier zum Gedächtnis des Stifters der Berliner Friedrich-Wilhelm-Universität am 3. August 1914. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1914. (Preis 1 *M*.)

H. Mache. Kann man Atome wahrnehmen? 36 S. Vortrag, gehalten am 11. Febr. 1914 im Verein zur Verbreitung naturwissenschaftlicher Kenntnisse in Wien. Wien, W. Braumüller & Sohn, 1914. [Beibl. **38**, 1237, 1914.

F. T. Trouton. Address of the president to the section of mathematical and physical science of the British Association for the advancement of science. Science (N. S.) **40**, 457—464, 1914.

P. Lenard. England und Deutschland zur Zeit des großen Krieges. Geschrieben Mitte August 1914. 16 S. Heidelberg, Carl Winters Universitätsbuchhandlung, 1914. (Preis 0,30 *M*.)

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

M. Wagner. Schulversuche mit selbstgefertigten Lehrmitteln über die Einwirkung der Wärme auf Metalle, Metallkombinationen, Pendel und Unruhuhren. ZS. f. Lehrmittelw. **10**, 105—108, 1914. [Beibl. **38**, 1276, 1914.



R. Dobner. Einphasenmotor mit künstlichem Drehfeld. ZS. f. Lehrmittelw. **10**, 55—58, 1914. [Beibl. **38**, 1279, 1914.

3. Maß und Messen.

Eman. Czuber. Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Anwendung auf Fehlerausgleichung, Statistik und Lebensversicherung. I. Bd. Wahrscheinlichkeitstheorie, Fehlerausgleichung, Kollektivmaßlehre. 3. Aufl. XII u. 462 S. Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1914 (Teubners Samml. v. Lehrb. a. d. Geb. d. math. Wiss., Bd. 9). *

Wilhelm Schmidt. Zur Praxis graphischer Darstellungen. Die Naturwissenschaften **2**, 944, 1914.

K. Lüdemann. Über die Ausmessung von Stereophotogrammen mit dem Stereokomparator Form D von Zeiss-Pulfrich. ZS. f. Instrkde. **34**, 305—312, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

A. del Re. Sulle posizioni di equilibrio dei corpi solidi ad *n* dimensioni soggetti ad un sistema astatico di forze. Nota II. Rend. di Napoli (3) **20**, 77—84, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

P. Ludwik. Kohäsion und Atomvolumen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 632—637, 1914.

6. Hydromechanik.

A. Kalähne. Die Wellenbewegung um eine transversal schwingende Seite in unbegrenzter Flüssigkeit. Ann. d. Phys. (4) **45**, 657—705, 1914.

7. Kapillarität.

M. Polànyi. Einiges über Adsorption und Kapillarität vom Standpunkte des II. Hauptsatzes. ZS. f. phys. Chem. **88**, 622—631, 1914.

8. Aeromechanik.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

A. Kalähne. Die Wellenbewegung um eine transversal schwingende Saite in unbegrenzter Flüssigkeit. Ann. d. Phys. (4) **45**, 657—705, 1914.

2. Physiologische Akustik.

G. W. Stewart. Phase relations in the acoustic shadow of a rigid sphere; phase difference at the ears. Phys. Rev. (2) **4**, 252—258, 1914.



III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

P. Ludwik. Kohäsion und Atomvolumen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 632—637, 1914.

G. v. Hevesy und **F. Paneth.** Über die Darstellung von Radium D in sichtbaren Mengen und seine chemische Identität mit Blei. Chem. Ber. **47**, 2784—2786, 1914.

L. Tschugaeff und **A. Glebko.** Über die Absorptionsspektra der Dioximine. I. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 241—256, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Ernst Beckmann und **Otto Liesche.** Lösungen von Metallen in siedendem Quecksilber. (Nach ebullioskopischen Versuchen.) ZS. f. anorg. Chem. **89**, 171—190, 1914.

A. Boutaric. Quelques conséquences d'une formule de Lord Rayleigh relative aux milieux troubles. Journ. chim. phys. **12**, 517—525, 1914.

M. Polànyi. Einiges über Adsorption und Kapillarität vom Standpunkte des II. Hauptsatzes. ZS. f. phys. Chem. **88**, 622—631, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

Nicola Pezzini. Alcuni fenomeni di scarica concomitanti a fenomeni elettrolitici. Rend. di Napoli (3) **20**, 92—98, 1914.

Fr. Flade. Beiträge zur Kenntnis der Passivität. (Dritte Mitteilung.) Über die Wasserstoffhypothese. ZS. f. phys. Chem. **88**, 569—607, 1914.

J. J. Crabtree. La nature de la surtension. Journ. chim. phys. **12**, 493—516, 1914.

E. Briner. Recherches sur le mécanisme de l'action chimique des décharges électriques. I. Considérations générales. Journ. chim. phys. **12**, 526—533, 1914.

E. Briner et **J. Kahn.** Recherches sur le mécanisme de l'action chimique des décharges électriques. II. Formation de l'ammoniac. Journ. chim. phys. **12**, 534—563, 1914.

4. Photochemie.

5. Thermochemie.

Hobart C. Dickinson. Combustion calorimetry and the heats of combustion of cane sugar, benzoic acid, and naphthalene. Journ. Washington Acad. **4**, 434—435, 1914.

William Francis Magie. The Specific Heats of Mixtures of Alcohol and Water and of Solutions of Non-electrolytes in these Mixtures. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the American Physical Society, April 24, 1914. [Phys. Rev. (2) **4**, 287, 1914.

Alfred Reis. Beiträge zur Kenntnis der Flammen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 513—568, 1914.

Ernst Beckmann. Über die kryoskopische Konstante des Merkurijodids. [Nach Versuchen mit Rudolf Hanslian und Maria Maxim.] ZS. f. anorg. Chem. **89**, 167—170, 1914.



Wilhelm Biltz. Beiträge zur systematischen Verwandtschaftslehre. VIII. Über die Temperaturabhängigkeit der Valenzzahl. II. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 141—163, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

A. Smits und **S. C. Bokhorst.** Experimentelle Bestätigungen der neuen Theorie der Erscheinung Allotropie. IIa. ZS. f. phys. Chem. **88**, 608—621, 1914.

O. Lehmann. Flüssige Kristalle und Kolloide. S.-A. Kolloid-ZS. **15**, 65—75, 1914.

O. Lehmann. Spontane und erzwungene Homöotropie. S.-A. Intern. ZS. f. Metallogr. **6**, 217—237, 1914.

P. Ludwik. Kohäsion und Atomvolumen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 632—637, 1914.

A. F. Melcher. Note on the change of density of sulphur with rupture. Journ. Washington Acad. **4**, 431—434, 1914.

G. K. Burgess and **J. N. Kellberg.** The electrical resistance and critical ranges of pure iron. Journ. Washington Acad. **4**, 436—440, 1914.

M. Waehlert. Studie über Kupfer-, Nickel-, Kobalt-Legierungen. Österr. ZS. f. Berg- u. Hüttenw. **62**, 341—346, 357—361, 374—378, 392—395, 406—410, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 919—920.]

Max Schläpfer. Beiträge zur Kenntnis der hydrothermalen Silikate. Züricher Vierteljahrsschr. **59**, 43—95, 1914.

F. Becker. Note on mean density of fractured rocks. Journ. Washington Acad. **4**, 429—431, 1914.

Wilhelm Hillers. Die Interferenzerscheinungen der Röntgenstrahlen; der bindende Beweis ihrer Wellennatur und zugleich ein Erfolg der Atomistik. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 458—478, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

Charles A. Kraus. The temperature coefficient of resistance of metals at constant volume and its bearing on the theory of metallic conduction. Phys. Rev. (2) **4**, 159—162, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

W. C. Röntgen. Pyro- und piezoelektrische Untersuchungen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 737—800, 1914.

Albert E. Hennings. On the nature of the Volta effect: a rejoinder. Phys. Rev. (2) **4**, 247—251, 1914.

Albert E. Hennings. A study of contact potentials and photoelectric properties of metals in vacuo: and the mutual relation between these phenomena. Phys. Rev. (2) **4**, 228—246, 1914.

3. Elektrostatik.

H. Gewecke und **W. v. Krukowski.** Elektrodengröße und Durchschlagsspannung bei der Prüfung dünner Isolierstoffe. Arch. f. Elektrot. **3**, 63—66, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

Karl Mülly. Ein Quadranten-Elektrometer von hoher Empfindlichkeit. Züricher Vierteljahrsschr. **59**, 96—116, 1914.

Giovanni Costanzo. Über die Beziehung zwischen dem Ausschlagswinkel und dem Potential beim Blattelektroskop. (Sulla relazione tra l'angolo di deviazione e il potenziale nell' elettroscopio a foglia.) Phys. ZS. **15**, 843—844, 1914.

F. Wenner and **E. Weibel.** Adjustments of the Thomson bridge in the measurement of very low resistances. Journ. Washington Acad. **4**, 471—473, 1914.

Frank Wenner and **Ernest Weibel.** The testing of potentiometers. Journ. Washington Acad. **4**, 469—471, 1914.

5. Apparate.

F. C. Kock. Eine Abänderung der Braunschen Röhre zur direkten Darstellung von Wechselstromkurven. Phys. ZS. **15**, 840—843, 1914.

R. Lindemann und **E. Hupka.** Die Liebenröhre. Theorie ihrer Wirkungsweise. — Untersuchungen über Stromverzerrung und Trägheit der Entladung. Arch. f. Elektrot. **3**, 49—63, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Hans Schimank. Über das Verhalten des elektrischen Widerstandes von Metallen bei tiefen Temperaturen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 706—736, 1914.

A. Mahlke. Über die elektrische Leitfähigkeit der Metalle in den allertiefsten Temperaturen. (Nach den Entdeckungen von Kamerlingh Onnes.) Die Naturwissenschaften **2**, 963—966, 1914.

G. K. Burgess and **I. N. Kellberg.** The electrical resistance and critical ranges of pure iron. Journ. Washington Acad. **4**, 436—440, 1914.

Charles A. Kraus. The temperature coefficient of resistance of metals at constant volume and its bearing on the theory of metallic conduction. Phys. Rev. (2) **4**, 159—162, 1914.

H. Gewecke und **W. v. Krukowski.** Elektrodengröße und Durchschlagsspannung bei der Prüfung dünner Isolierstoffe. Arch. f. Elektrot. **3**, 63—66, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

P. Lenard. Über Elektronen und Metallatome in Flammen, Bewegungsvorgänge, Lichtemission. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl., Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1914, 17. Abh. 61 S.

Augusto Righi. Über die Theorie der ionomagnetischen Drehungen. (Sulla teoria delle rotazioni ionomagnetiche.) Phys. ZS. **15**, 833—838, 1914.

R. Lindemann und **E. Hupka.** Theorie der Lieben-Röhre mit einem Beitrag zur Frage nach der Trägheit von Gasentladungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 881—894, 1914.

R. Lindemann und **E. Hupka.** Die Liebenröhre. Theorie ihrer Wirkungsweise. — Untersuchungen über Stromverzerrung und Trägheit der Entladung. Arch. f. Elektrot. **3**, 49—63, 1914.

Ch. E. Guye. Stabilisation de l'arc électrique entre métaux. Bull. soc. Vaud. (5) **50**, 20—23, 1914.

F. Paschen. Absorption und Resonanz monochromatischer Strahlung. Ann. d. Phys. (4) **45**, 625—656, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

N. Åkesson. Über die Geschwindigkeitsverluste bei langsamen Kathodenstrahlen. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl., Abt. A., Math.-phys. Wiss. 1914, 21. Abh. 15 S.

Arnold Liebert. Über die Ionisierungsstromkurven der α-Strahlen. Züricher Vierteljahrsschr. **59**, 117—144, 1914.

G. v. Hevesy und **F. Paneth.** Über die Darstellung von Radium D in sichtbaren Mengen und seine chemische Identität mit Blei. Chem. Ber. **47**, 2784—2786, 1914.

Laura G. Davey. The mean depth of formation of X-rays in a platinum target. Phys. Rev. (2) **4**, 217—221, 1914.

Wheeler P. Davey. The factors which determine the quantity of Roentgen radiation given of by an X-ray tube. Phys. Rev. (2) **4**, 208—216, 1914.

J. Laub. Bemerkung zu meiner Abhandlung: „Über die Zerlegung des Röntgenlichtes an einem Bleirand". Phys. ZS. **15**, 844, 1914.

Wilhelm Hillers. Die Interferenzerscheinungen der Röntgenstrahlen; der bindende Beweis ihrer Wellennatur und zugleich ein Erfolg der Atomistik. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 458—478, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

C. M. Smith and **Geo. W. Sherman, Jr.** A study of the magnetic qualities of stressed iron and steel. Phys. Rev. (2) **4**, 267—273, 1914.

S. R. Williams. The Villari Critical Point in Ferromagnetic Substances. Abstract of a paper read by title at the New York meeting of the Physical Society, February 28, 1914. [Phys. Rev. (2) **4**, 288, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Karl Uller. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 875—880, 1914.

E. Take. Bemerkung zu der Abhandlung der Herren Helmut Kröncke, Gotthelf Leimbach und Erich Mayer: Über eine neue Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen mittels Löschkondensator. Phys. ZS. **15**, 844, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

G. E. Grantham. The time factor in selenium resistance. Phys. Rev. (2) **4**, 259—266, 1914.

Gordon S. Fulcher. A suggestion in connection with the Stark-electric effect. Science (N. S.) **40**, 493—494, 1914.

A. Lo Surdo. L'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman e la costituzione dell' atomo. L'Elettrotecnica **1**, 624—634, 1914.

Albert E. Hennings. A study of contact potentials and photoelectric properties of metals in vacuo: and the mutual relation between these phenomena. Phys. Rev. (2) **4**, 228—246, 1914.

Carl Ramsauer. Über eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl. Abt. A., Math.-phys. Wiss. 1914, 19. Abh. 23 S.

Carl Ramsauer. Über die lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung und ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl., Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1914, 20. Abh. 31 S.

Otto Stuhlmann, Jr. On the asymmetric emission of photo-electrons from thin films of platinum. I. Phys. Rev. (2) **4**, 195—207, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

E. Gehrcke. Über ein Modell zur Erklärung der Lichtemission. IV. Phys. ZS. **15**, 838—840, 1914.

Paul Harzer. Über die Mitführung des Lichtes in Glas und die Aberration. Astron. Nachr. **198**, 377—392, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Herbert E. Ives und **Edw. J. Brady.** A new design of flicker photometer for laboratory colored light photometry. Phys. Rev. (2) **4**, 222—227, 1914.

A. G. Worthing and **W. E. Forsythe.** Some effects of diffraction on brightness measurements made with the Holborn-Kurlbaum optical pyrometer. Phys. Rev. (2) **4**, 163—176, 1914.

Charles Sheard. Dioptric formulae for cylindrical lenses combined at oblique axes. Phys. Rev. (2) **4**, 274—277, 1914.

M. Lindrow. Die Leistungen und die Fehler astronomischer Fernrohre. Prometheus **25**, 705—710, 1914.

Löschner. Eine neue Zentriervorrichtung für Feldmeßinstrumente. ZS. f. Instrkde. **34**, 297—304, 1914.



K. Lüdemann. Über die Ausmessung von Stereophotogrammen mit dem Stereokomparator Form D von Zeiss-Pulfrich. ZS. f. Instrkde. **34**, 305—312, 1914.

Ernst Beckmann und **Hans Lindner.** Polarisations- und Spektral-Lampen mit Salzverstäubung. Chem. Ber. **47**, 2722—2728, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Paul Harzer. Über die Mitführung des Lichtes in Glas und die Aberration. Astron. Nachr. **198**, 377—392, 1914.

A. Boutaric. Quelques conséquences d'une formule de Lord Rayleigh relative aux milieux troubles. Journ. chim. phys. **12**, 517—525, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

A. G. Worthing and **W. E. Forsythe.** Some effects of diffraction on brightness measurements made with the Holborn-Kurlbaum optical pyrometer. Phys. Rev. (2) **4**, 163—176, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

F. Noell. Einiges über Wärmestrahlung. Prometheus **25**, 601—603, 1914.

P. Lenard. Über Elektronen und Metallatome in Flammen, Bewegungsvorgänge, Lichtemission. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl., Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1914. 17. Abh. 61 S.

Emil Paulson. Zur Kenntnis des roten Argonspektrums. Phys. ZS. **15**, 831—833, 1914.

L. Tschugaeff und **A. Glebko.** Über die Absorptionsspektra der Dioximine. I. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 241—256, 1914.

F. Paschen. Absorption und Resonanz monochromatischer Strahlung. Ann. d. Phys. (4) **45**, 625—656, 1914.

David L. Webster. The effect of pressure on the absorption of light by bromine and chlorine, and its theoretical significance. Phys. Rev. (2) **4**, 177—194, 1914.

A. G. Worthing and **W. E. Forsythe.** Some effects of diffraction on brightness measurements made with the Holborn-Kurlbaum optical pyrometer. Phys. Rev. (2) **4**, 163—176, 1914.

Herbert E. Ives and **Edw. J. Brady.** A new design of flicker photometer for laboratory colored light photometry. Phys. Rev. (2) **4**, 222—227 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

E. H. Kennard. Rate of decay of phosphorescence at low temperatures. Phys. Rev. (2) **4**, 278—286, 1914.

8. Physiologische Optik.

F. H. Verhoeft, Louis Bell. The alleged dangers tho the eye from ultraviolet radiation. Science (N. S.) **40**, 452—455, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Robert Freund. Über eine Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes. Phys. ZS. **15**, 817—824, 1914.

Aus der Technik der tiefen Temperaturen. Abhandlungen von W. P. Bradley und seinen Mitarbeitern. Übersetzt und herausgeg. von Ambr. Kowatsch. Nebst Anhang über die Mewesschen Versuche und Verfahren. IV u. 72 S. Leipzig, Verlag von H. A. Ludwig Degener, 1914. (Arbeiten auf den Geb. der Groß-Gasind. Nr. 6.) (Preis 6 *M*.)

2. Kinetische Theorie der Materie.

A. Berthoud. Démonstration par la méthode statistique de la loi de Maxwell généralisée. Journ. chim. phys. **12**, 564—579, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

Reinhold Rieke und **Walter Stege.** Über den Wärmeausdehnungskoeffizienten von Glasuren. Sprechsaal **47**, 441—443, 457—459, 476—478, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 959—960.

R. C. Purdy. Über den Ausdehnungskoeffizienten von Porzellanmassen. Sprechsaal **47**, 535, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1008,

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

A. G. Worthing and **W. E. Forsythe.** Some effects of diffraction on brightness measurements made with the Holborn-Kurlbaum optical pyrometer. Phys. Rev. (2) **4**, 163—176, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Ivar W. Cederberg. Über die Temperaturabhängigkeit einiger physikalischen Eigenschaften des Wassers in seinen verschiedenen Aggregatzuständen. Phys. ZS. **15**, 824—831, 1914.

Bodo Freiherr v. Reitzenstein. Die Bestimmung der Schmelzpunkte von Metallen. Prometheus **25**, 626—630, 1914.

E. Zschimmer. Zur Erkennung des Schmelzens der Gläser. Die Naturwissenschaften **2**, 961—963, 1914.



6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Ivar W. Cederberg. Über die Temperaturabhängigkeit einiger physikalischen Eigenschaften des Wassers in seinen verschiedenen Aggregatzuständen. Phys. ZS. **15**, 824—831, 1914.

William Francis Magie. The Specific Heats of Mixtures of Alcohol and Water and of Solutions of Nonelectrolytes in these mixtures. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the American Physical Society, April 24, 1914. Phys. Rev. (2) **4**, 287, 1914.

L. Holborn und M. Jakob. Die spezifische Wärme c_p der Luft bei 60° C und 1 bis 200 at. S.-A. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 1429—1436, 1914.

Hobart C. Dickinson. Combustion calorimetry and the heats of combustion of cane sugar, benzoic acid, and naphthalene. Journ. Washington Acad. **4**, 434—436, 1914.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

G. Müller und **P. Kempf.** Beitrag zur Frage nach der Abhängigkeit der Helligkeitsmessungen der Sterne von der Farbe. Astr. Nachr. **199**, 89—92, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

K. F. Bottlinger. Die Gravitationstheorie und die Bewegung des Mondes. 57 S. Diss. München 1912.
K. Graff, Bergedorf. Bemerkung zu den angeblichen Veränderungen im Innern einiger Mondkrater. Astr. Nachr. **199**, 102—103, 1914.
V. M. Slipher. Lowell Observatory, Flagstaff, Arizona. On the spectrum of the eclipsed moon. Astr. Nachr. **199**, 103—104, 1914.
Ph. Fauth, Landstuhl. Jupiter im September 1914. Astr. Nachr. **199**, 101, 1914.
E. E. Barnard, Yerkes Observatory, Williams Bay. On the transparency of the outer ring of Saturn. Astr. Nachr. **199**, 101, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

J. C. Kapteyn. On the individual parallaxes of the brighter galactic helium stars in the southern hemisphere, together with considerations on the parallaxe of stars in general. Contributions from the Mount Wilson Solar Obs. No. 82. Carnegie Inst. of Washington. Repr. fr. Astrophys. J. **40**, 1914.

1 D. Die Sonne.

Sonnenfinsternis vom 21. August 1914. Astr. Nachr. **199**, 92—98, 1914.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

C. Hoffmeister. Bestimmungen von Meteorbahnen. Astr. Nachr. **199**, 105—120, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

Kr. Birkeland. Sur la lumière zodiacale. C. R. **159**, 229—231, 1913.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

John Littlefield Tilton. Outline for the study of meteorology. Indianola, Ja. [1914] 1 p. 1, 18 p. 8⁰.

C. Fitzhugh Talman, Junior Professor. Retrospective. Month. Weather Rev. **42**, 124—126, 1914.

Nils Ekholm. Das Wetter auf der Nordsee während der ersten Hälfte vom Juni 1911. Einige Wünsche betreffs der Meteorologischen Beobachtungen zukünftiger hydrographischer Expeditionen. Publ. de Circonstance No. 64. Cons. Perman. Internat. pour l'Explorat. de la Mer. Copenhague 1913.

Wilhelm Richter. Über frost- und schneefreie Zeiten im Deutschen Reiche. Die Naturwissenschaften **2**, 196—199, 1914.

J. Warren Smith. Effect of weather on the yield of corn. Month. Weather Rev. **42**, 78, 1914.

Mild winter of 1913. Month. Weather Rev. **42**, 101, 1914.

W. J. Milham. Transitions from rain to blue sky. Month. Weather Rev. **42**, 94—97, 1914.

W. N. Shaw. Daily synoptic charts of the Northern Hemisphere and absolute units. Month. Weather Rev. **42**, 100, 1914.

Kurt Wegener. Temperatur und Regen in Samoa 1909 und 1910 in gedrängter graphischer Darstellung. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 95—100.

Data furnished by the Canadian Meteorological Service, Febr. 1914. Month. Weather Rev. **42**, 136, 1914.

A. J. Henry. February weather. Month. Weather Rev. **42**, 107—111, 1914.

P. C. Day. Weather of the month. Febr. and March 1914. Month. Weather Rev. **42**, 127—130, 1914.

N. Ekholm. Das Wetter auf der Nordsee während der ersten Hälfte von Juni 1911. Cons. Perman. Internat. pour l'Explorat. de la Mer. Publ. de Circonstance No. 64.

Die Witterung an der deutschen Küste im August 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 578—580, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

Upper-air research in India. Month. Weather Rev. **42**, 126, 1914.

C. G. Abbot. Recent balloon experiments. Month. Weather Rev. **42**, 77, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

W. Kolhörster. Radioaktive Substanzen und durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Weltall **14**, 97—102, 118—122, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

A. Boutaric. Sur l'état thermique de l'atmosphère. C. R. **158**, 652—655, 1914.

B. C. Livingston and **G. J. Livingston.** Temperature coefficients in plant geography and climatology. (Abstr. from Botan. Gaz.) Internat. Inst. of agricult. Bur. of agricult. Intelligence and Plant Diseases. Month. Bull. Rome. 5th year, p. 191, Febr. 1914.

2 C2. Strahlung.

G. Abbot, E. Fowle und **B. Aldrich.** Bestimmungen der Solarkonstante und der Himmelsstrahlung. ZS. f. Instrkde., Heft 8, 1914.



Werner Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlung am Erdboden und bei Ballonfahrten in größeren Höhen. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abhandlung 13. Halle a. S. 1914.

Werner Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlung bis in Höhen von 9300 m. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abhandlung 14. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 719—721, 1914.

2 D. Luftdruck.

Nils Ekholm. Über die monatlichen Luftdruckschwankungen und deren Beziehung zu den monatlichen Lufttemperaturschwankungen, der Luftfeuchtigkeit und der geographischen Breite. Arkiv for Matematik Astronomi och Fysik **10**, 3, 1914. Uppsala und Stockholm.

Julien Loisel. Sur la représentation nomographique de la réduction du baromètre au niveau de la mer. C. R. **159**, 199—201, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

P. Idrac. Sur les irrégularités du vent. C. R. **159**, 198—199, 1914.

G. H. Kroll. Wind and the plant world. (Abstr.) U. S. Office of Experiment Stations. Experiment Station Record. Washington, p. 30, 1914.

George Everet Condra and **George A. Loveland.** The Jowa Nebraska tornadoes of easter sunday 1913. Amer. Geogr. Soc. Bull. **46**, 100—107, 1914.

Alexander Mc Adie. The storm of march 1st, 1914, measured in new units. Sc. Amer. **110**, 238, 1914.

F.-Kapt. **Köhler.** Über Norder an der Ostküste von Mexiko. Ann. d. Hydr. **42**, 574—575, 1914.

2 F. Wasserdampf.

Y. Horiguti. On the amount of evaporation. Month. Weather Rev. **42**, 101—104, 1914.

Do clouds yield snow easier than rain? Month. Weather Rev. **42**, 105—107, 1914.

2 G. Niederschläge.

L. Dumas. Rain and its measurement. U. S. Office of experiment Stations. Experiment Station Record. Washington, p. 17, 1914.

Accumulated amounts of precipitation. Febr. 1914. Month. Weather Rev. **42**, 134—136, 1914.

Alexander George Mc Adie. The rainfall of California. Berkeley 1914, 127—240 p., pls. 21—28. University of California publications in geography, **1**, No. 4, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

George C. Simpson. Über die Elektrizität der Niederschläge. Phys. ZS. **15**, 213—215, 1914.

G. Lutze. Zusammenhang der Störungen des atmosphärischen Potentialgefälles mit den luftelektrischen Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie, nach Untersuchungen am Boden und im Freiballon. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1100—1106, 1913.



Friedrich Neesen. Versuche der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen in Neu-Babelsberg über die Blitzschutzvorrichtungen für Sprengstoffanlagen. Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1173—1180, 1913.

G. Angenheister. Die luftelektrischen Beobachtungen am Samoa-Observatorium 1912/13. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 191—206, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

E. Kron. Über die Extinktion dss Lichtes in der Erdatmosphäre für das Ultraviolett. Ann. d. Phys. (4) **45**, 377—398, 1914.

Optical marvels in the Antarktis. Light-pillars, coronas, auroras, and mirages that greet the southern explorer. Sc. Amer. Suppl. **77**, 132, 1914.

A. Boutaric. Sur une relation entre l'absorption de l'atmosphère et la proportion de lumière polarisée contenne dans la lumière diffusée par le ciel. Radium **2**, 15—26, 1914.

J. Galli, H. H. Kimball. Twilight coloring of 1913. Month. Weather Rev. **42**, 76, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

H. Wild. Theoretical and practical importance of daily weather charts of Northern and Southern Hemispheres. Month. Weather Rev. **42**, 93, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

H. Johannsen. Die Beherrscher des Wetters. 8⁰. 45 S. m. Fig. Leipzig 1914, W. Besser. (Preis 1,40 *M*.)

C. L. Edholm. How's the weather up there? Sc. Amer. **110**, 183, 1914.

A. Tosi. Dispositivo hertziano per osservazioni meteorologiche e previsioni di temporali. Atti dei Lincei, Roma **23**, 84—88, 1914.

E. Durand-Gréville. Squalls and the prediction of tornadoes. Month. Weather Rev. **42**, 97—99, 1914.

Les résultats des niagaras paragrêles. Cosmos **63**, 114, 1914.

Edward A. Beals. Weather forecasts and protecting forests from fire. Month. Weather Rev. **42**, 111—120, 1914.

C. A. Prevention of fog. Month. Weather Rev. **42**, 104, 1914.

La lutte contre la grêle. (Abst. of address by Angot.) Cosmos **63**, 226, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

U. S. Bureau of standards. The testing of barometers. (1 rst edition) Issued February 1, 1914. Washington 1914. 12 p. 4⁰. (Circular no 46.)

A. Nodon. Description d'un baromètre et d'un thermomètre datant de deux siècles. Cosmos **63**, 131—132, 1914.

R. E. Horton. Error of rain gage when used as snow gage. Month. Weather Rev. **42**, 99, 1914.

2 P. Klimatologie.

H. Lammens. Le berceau de l'Islam: l'Arabie occidentale à la veille de l'Hegire. Bd. I. Le climat; les bédouins. 392 S. Rom 1914. Pontificia in instituto Pii IX.

Kerner von Marilaun. Synthese der morphogenen Winterklimate Europas zur Tertiärzeit. Wien. Sitzber. **122**, 233—298, 1913.
Chr. Ohly. Die klimatischen Bodenzonen und ihre charakteristischen Bodenbildungen. (Aus: Internat. Mitt. f Bodenkde.) 45 S. Berlin 1913, Verlag f. Fachlit. (Preis 1,50 *M*.) *
Wilhelm Eckhardt. Über Grundlagen und Theorien der Paläoklimatologie. Die Naturwissenschaften **2**, 193—196, 1914.
Robert De C. Ward. A note on the classification of climates. Amer. Geogr. Soc. Bull. **46**, 108—116, 1914.
R. A. Marriott. The change in the climate and its cause. London 1914, Marlborough. 2 sh. 6 d. *
Climatological data for United States Weather Bureau stations. Febr. 1914. Month. Weather Rev. **42**, 131—134, 1914.
W. G. Reed. The Japan current and the climate of California. Month. Weather Rev. **42**, 100, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

J. W. Gregory. Is the earth drying up? Geogr. Journ. **43**, 303—313, 1914.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

E. Przybyllok. Die Polhöhenschwankungen, 8^0. 41 S. m. 8 Abbildungen. (Heft 8 aus: Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaft usw.) Braunschweig 1914, Friedr. Vieweg & Sohn. (Preis 1,60 *M*.) *

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Prof. Dr. **Fritz Frech,** Breslau. Der Vulkanismus Kleinasiens und sein Verhältnis zu dem Gebirgsbau. Peterm. Mitt. **60**, 165—173, 1914.

3 F. Erdbeben.

B. Gutenberg. Über Erdbebenwellen. VII A. Beobachtungen an Registrierungen von Fernbeben in Göttingen und Folgerungen über die Konstitution des Erdkörpers. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1914, 125—176.
G. Angenheister. Über die dreijährige Luftdruckschwankung und ihren Zusammenhang mit Polschwankungen. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1—13, 1914.
A. Sieberg. Einführung in die Erdbeben- und Vulkankunde Süditaliens. 232 S. Jena 1914, G. Fischer. (Preis 4 *M*.) *
E. Rudolph und **S. Szirtes.** Über eine neue Laufzeitkurve. Phys. ZS. **15**, 737, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

W. Jordan. Barometrische Höhentafeln für Tiefland und für große Höhen. 56 S. Hannover 1914, Helwing. (Preis 2,50 ℳ.)

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

R. Hoffmann. Untersuchungen über die Veränderung der Bodenoberfläche. 30 S. Diss. Königsberg i. Pr. 1913.

Dr. **C. Guillemani** (†), Aachen. Geomorphologische Probleme aus Kamerun. (Schluß.) Peterm. Mitt. **60**, 183—186, 1914.

Dünen und Wald in den Savannen von Santa Cruz (Ostbolivien). Peterm. Mitt. **60**, 173, 1914.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Dr. **A. Defant.** R. v. Sterneck, Über den Einfluß der Erdrotation auf die halbtägigen Gezeiten der Adria. Ann. d. Hydr. **42**, 556—561, 1914.

Prof. Dr. **H. v. Hasenkamp.** La Cours Untersuchungen über das sogenannte Quasinevellement. (Schluß.) Ann. d. Hydr. **42**, 542—555, 1914.

Dr. **Rolf Witting,** Helsingfors. Zur Methodik der Bestimmung von geringen Ammoniakmessungen mit besonderer Berücksichtigung der Meerwasseranalysen. Ann. d. Hydr. **42**, 533—542, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

E. Rágóczy, Berlin. Landbewässerung in Turkestan und Transkaukasien zur Hebung der russischen Baumwollkultur. Peterm. Mitt. **60**, 178, 1914.

A. J. Henry. The rivers in February. Month. Weather Rev. **42**, 120—122, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

E. Stecher. Hemimorphe Eiskristalle. Centralbl. f. Min., Geol. u. Paläontol. Nr. 15, 456—457, 1914.

Dr. **Max Robitzsch,** Marburg a. L. Eis in und um Spitzbergen. Peterm. Mitt. **60**, 187—190, 1914.

Virgilio Monti. Sulla distribuzione mensile della frequenza relativa della neve nelle Alpi settentrionale. Atti dei Lincei Roma **23**, 151—154, 1914.

P. H. Gallé. Overzicht ijs waarnemingen langs de Noordzee- en Zuiderzeekusten en de mondingen der groote rivieren. De Zee, No. 9, 1914.

Dr. **Friedrich Levy,** München. Die Frage der Einheitlichkeit der Eiszeit im bayerischen Alpenvorland. Peterm. Mitt. **60**, 190—192, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **30. November 1914.** **Nr. 22.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 22 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. November 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

B. Glatzel †. Elektrot. ZS. 35, 1047, 1914.

Chr. Jensen. Hermann Sieveking †. Die Naturwissenschaften 2, 977—979, 1914.

Jakob J. Weyrauch. Robert Mayer zur Jahrhundertfeier seiner Geburt. Mit zwei Bildnissen und einer Darstellung der Totenmaske Robert Mayers. III u. 105 S. Stuttgart, Verlag von Konrad Wittwer, 1915. (Preis 5 *M.*) *

Icilio Guareschi. Zur Geschichte der Entdeckung der Gasgesetze. Arch. f. d. Gesch. d. Naturw. u. d. Techn. 5, 142—154, 209—225, 1914. (Die Naturwissenschaften 2, 983—984, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

3. Maß und Messen.

Pio Scatizzi. Un integrafo. Cim. (6) 8, 52—63, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

L. Silberstein. Vectorial Mechanics. London 1913. (Preis 7,80 *M.*) *

Einstein. Die formalen Grundlagen der allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1914, 965.

E. Budde. Kritisches zum Relativitätsprinzip. II. Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 914—925, 1914.



5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Shizurvo Sano. Application of Fredholm's Theorem on the Wave Produced by the Normal Pressure on the Surface of a Semi-infinite Elastic Solid initially at Rest. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 342—346, 1914.

G. Albenga. Über einige Näherungstheorien für die ebene Platte. Atti di Torino **49**, 124—137, 1914. [Beibl. **38**, 1297—1298, 1914.

J. Wettstein. Zur Theorie der Reibung starrer Körper. 30 S. Straßburg 1912.

6. Hydromechanik.

A. Pochettino. Su le proprietà dei corpi plastici. Cim. (6) **8**, 77—108, 1914.

W. Herz. Die innere Reibung von Salzlösungen. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 393—396, 1914.

A. E. Dunstan and F. B. Thole. The Viscosity of Liquids. 91 S. London, Longmans, Green and Co., 1914. (Preis 3 sh.) *

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

W. Becker. Über den Luftwiderstand. 49 S. Berlin 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

A. Kalähne. Der Helmholtzsche Wellentypus bei erzwungenen Saitenschwingungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 934—950, 1914.

F. R. Watson. Die Akustik von großen Hörsälen. Bull. Univ. of Illinois **11**, Nr. 29, 32 S., 1914. [Beibl. **38**, 1360, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

H. Beer. Ein Beitrag zur Chemie der Radioelemente. Le Radium **11**, 123—126, 1914. [Beibl. **38**, 1351, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Julius Howitz. Über die Refraktionsäquivalente von Salzen im Wasser für Natriumlicht. 41 S. Diss. Rostock 1914.

W. Herz. Die innere Reibung von Salzlösungen. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 393—396, 1914.

Walter Poppe. Über die Auflösung von Natriumchlorid- und von Natriumchlorat-Kristallen. N. Jahrb. f. Min. **38**, Beil.-Bd., 363—428, 1914.

Zbigniew Główczyński. Über die Löslichkeit von Chlorsilber. Kolloidchem. Beih. **6**, 147—176, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1031.

R. F. Jackson. Equilibrium in the system: lead acetate, lead oxide, water. Journ. Washington Acad. **4**, 496—497, 1914.

E. Vortisch. Über das System Bariumchlorid-Kaliumchlorid-Natriumchlorid. N. Jahrb. f. Min. **38**, Beil.-Bd., 513—524, 1914.

Ernst Jänecke. Über Dreistoffsysteme mit drei Bodenkörpern besonderer Art. Die Systeme (Ba-K-Na) Cl, Mg-Cd-Zn und ähnliche. N. Jahrb. f. Min. **38**, Beil.-Bd., 501—512, 1914.

B. L. Vanzetti. Untersuchungen über Diffusion von Elektrolyten und Niederschlagsbildung in Gallerte. ZS. f. Elektrochem. **20**, 570—579, 1914.

A. Findlay. Der osmotische Druck. Autorisierte deutsche Ausgabe von Szivessy, mit einer Einführung zur deutschen Ausgabe von W. Ostwald. 96 S. Dresden und Leipzig, Th. Steinkopff, 1914. (Preis 4 ℳ.) *

A. Dietl. Über die Kinetik der Sorption. Kolloidchem. Beih. **6**, 127—146, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1019.

R. Oehme. Studien über Gasabsorption. 81 S. Leipzig 1912.

L. W. Winkler. Über die Bestimmung des im Wasser gelösten Sauerstoffs. ZS. f. anal. Chem. **53**, 665—672, 1914.

E. Jurisch. Studien über die Löslichkeit von Gasen in festen Metallen und Legierungen. 69 S. Leipzig 1912.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

G. Borelius. Die Oberflächenpotentiale von Lösungen in Kontakt mit Isolatoren. Ann. d. Phys. (4) **45**, 929—940, 1914.

A. Reychler. Über die Wanderungszahlen der Ionen und die Wanderung des Ammoniaks in ammoniakalischen Lösungen von Silbernitrat. Bull. soc. chim. Belg. **28**, 215—222, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1089.

A. Reychler. Über die Wanderungszahlen der Ionen und die Wanderung des Ammoniaks in ammoniakalischen Kupfersulfatlösungen. Bull. soc. chim. Belg. **28**, 227—229, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1090.

A. Reychler. Über Konzentrationsketten, in deren Zusammensetzung ammoniakalische Silbersalze eintreten. Bull. soc. chim. Belg. **28**, 222—227, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1089—1090.

K. Münsch. Über das anodische Verhalten des Eisens. 64 S. Münster 1912.

A. Quartaroli. Magnetische Suszeptibilität und elektrolytische Dissoziation. Gazz. chim. ital. **44** [2], 43—63, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1088—1089.

A. Zschille-Hartmann. Über die Elektrolyse geschmolzener Borate. 61 S. München 1913.

F. Grieshaber. Elektrolysen in ammoniakalischer Lösung. 78 S. Basel 1912.

G. Dickhaus. Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit von Elektrolyten in wässeriger Lösung. 40 S. Bonn 1912.

4. Photochemie.

A. Kalähne und **W. Federlin.** Daguerreotypien mittels Cadmiumdampfes. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 931—933, 1914.



P. R. Kögel. Die Palimpsestphotographie. Ein Beitrag zu den philologisch-historischen Hilfswissenschaften. Berl. Ber. 1914, 974—978.

H. Nordenson. Über die Bedeutung des Lichtes für die Bildung und Stabilität kolloider Lösungen. 164 S. Upsala 1914.

5. Thermochemie.

W. Herz. Rechnerische Nachprüfung einiger thermischer Beziehungen. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 397—400, 1914.

A. Pochettino. Su gli elementi cinetici molecolari dei vapori dei composti isomeri. Cim. (6) **8**, 5—36, 1914.

Otto Ruff und **Lothar Friedrich.** Über die Bildungswärme des Vanadinpentoxyds und der Vanadinchloride. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 279—306, 1914.

H. E. Merwin. The thermal dehydration of stilbite, thaumasite, and the hydrates of magnesium sulphate and of copper sulphate. Journ. Washington Acad. **4**, 494—496, 1914.

Ernst Beckmann und **Maria Maxim.** Chloralhydrat und Bromalhydrat als kryoskopische bzw. ebullioskopische Lösungsmittel. Chem. Ber. **47**, 2875—2880, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

B. Gossner. Kristallberechnung und Kristallzeichnung. Ein Hilfsbuch der Kristallographie mit Betonung der graphischen Verfahren sowie der analytischen und zonalen Beziehungen. IV u. 128 S. Leipzig und Berlin, W. Engelmann, 1914. (Preis 8 ℳ.)

A. Schubnikow. Über die Beziehung zwischen Wachstumsgeschwindigkeit und äußerer Symmetrie der Kristalle. ZS. f. Krist. **54**, 267—272, 1914.

A. Schubnikow. Über den Einfluß der Temperaturschwankungen auf die Bildung der Kristalle. ZS. f. Krist. **54**, 261—266, 1914.

Rudolf Scharizer. Die Kristallgestalt der Verbindung $H_{10}Tl_2B_{12}O_{24}$. ZS. f. Krist. **54**, 232—237, 1914.

E. H. Schulz. Über die Volum- und Formänderungen des Stahles beim Härten. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. **164**, 45 S., 1914.

Gerhard Hannesen. Über Bohrstähle. ZS. f. anorg. Chem. **89**, 257—278, 1914.

R. Nasini und **U. Bresciani.** Neue Untersuchungen über die Materie im überschmolzenen Zustande. Gazz. chim. ital. **44** [2], 1—18, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1092.

J. P. Treub. Bijdrage tot de Kennis der vloeiende Kristallen. 71 S. Amsterdam 1914.

F. Stöber. Über die Radiographie der Kristalle. Bull. soc. min. **37**, 76—97, 1914. [Beibl. **38**, 1342, 1914.

Anton Stefl. Kristallographische Untersuchungen der Bernsteinsäure, ihrer Homologen und Derivate. ZS. f. Krist. **54**, 348—387, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)
(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

F. Schmidt. Beiträge zur Verteilung der Elektrizität auf zwei leitende Kugeln, insbesondere für den Fall der Berührung. 46 S. Halle 1912.

4. Maße und Meßinstrumente.

J. Obata. Construction of Primary Mercurial Resistance Standards. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 346—354, 1914.

Charles W. Burrows. An experimental study of the Koepsel permeameter. Journ. Washington Acad. **4**, 491—492, 1914.

Luigi Puccianti. Galvanometro ad ago mobile esente dalle perturbazioni magnetiche. Cim. (6) **8**, 64—76, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 89. Elektrot. ZS. **35**, 1042—1044, 1914. Nr. 90. Elektrot. ZS. **35**, 1055—1056, 1914.

5. Apparate.

A. Krause. Ein Universalschalter. ZS. f. naturw. Unterr. **45**, 103—108, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

K. Siebel. Das thermoelektrische Verhalten einiger Metalle und Legierungen beim Übergang vom festen in den flüssigen Aggregatzustand. Ann. d. Phys. (4) **45**, 839—860, 1914.

Ernst Baerwind. Über die thermoelektrischen Eigenschaften des Siliciums. 44 S. Diss. Techn. Hochschule Berlin 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

Alfred Riede. Experimentelle Untersuchungen über die galvanische Leitfähigkeit dünner Metallschichten. Ann. d. Phys. (4) **45**, 881—912, 1914.

Harvey L. Curtis. The insulating properties of solid dielectrics. Journ. Washington Acad. **4**, 492—494, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Luigi Puccianti. Alcuni effetti curiosi del campo magnetico sulla luminosità negativa. Cim. (6) **8**, 109—122, 1914.

Alessandro Amerio. Lo spettro, la temperatura e lo splendore del cratere nell' arco a carboni, in relazione con la questione dei proiettori. L'Elettrotecnica **1**, 672—682, 1914.

W. Mönch. Die kathodische Metallzerstäubung in verdünnten Gasen. 35 S. Berlin 1913.

Carl Leibfried. Neue Untersuchung des Einflusses von Röntgenstrahlen auf die Kondensation des Wasserdampfes und ein Versuch, die Dampfstrahlmethode quantitativ auszugestalten. 39 S. Diss. Marburg 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

Olaf Devik. Die Fortpflanzung elektrischer Schwingungen durch Gasmassen als störender Faktor bei Versuchen an Kathodenstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 941—960, 1914.

H. Beer. Ein Beitrag zur Chemie der Radioelemente. Le Radium **11**, 123—126, 1914. [Beibl. **38**, 1351, 1914.

A. Kailan. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. Monatsh. f. Chem. **35**, 859—887, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1022.

W. P. Jorissen und J. A. Vollgraff. Die Unveränderlichkeit der Uranstrahlung. Chemisch Weekblad **11**, 832—837, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1091.

W. Kossel. Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 898—909, 1914.

Carl Leibfried. Neue Untersuchung des Einflusses von Röntgenstrahlen auf die Kondensation des Wasserdampfes und ein Versuch, die Dampfstrahlmethode quantitativ auszugestalten. 39 S. Diss. Marburg 1914.

F. Stöber. Über die Radiographie der Kristalle. Bull. soc. min. **37**, 76—97, 1914. [Beibl. **38**, 1342, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

A. Bernini. Sul magnetismo Susseguente del Ferro. Parte quinta. Nuovo contributo allo studio dell' ammontare del magnetismo susseguente del ferro nella magnetizzazione. — Influenza del campo. Cim. (6) **8**, 37—51, 1914.

Kurt Overbeck. Über metamagnetische Legierungen. 28 S. Diss. Rostock 1914. S.-A. Rost. Abh. (N. F.) **6**, 141—167, 1914.

A. Quartaroli. Magnetische Suszeptibilität und elektrolytische Dissoziation. Gazz. chim. ital. **44** [2], 48—63, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1088—1089.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

L. Slepian. Die Induktion in den Dielektrika, die sich im magnetischen Feld bewegen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 861—880, 1914.

K. Geiger. Das Biot-Savartsche Gesetz. 15 S. Landshut 1912.

H. Alterthum. Chemische Elektronentheorie und Halleffekt. 39 S. Berlin 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Olaf Dewik. Die Fortpflanzung elektrischer Schwingungen durch Gasmassen als störender Faktor bei Versuchen an Kathodenstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 941—960, 1914.



14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

T. Takamine and **K. Yamada.** The red lithium line. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 339—342, 1914.

E. Gehrcke. Bemerkung zum Geschwindigkeitsverteilungsgesetz. II. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 910—912, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

A. Gleichen und **E. Klein.** Schule der Optik für Optiker, Okulisten und zum Gebrauch in optischen und mechanischen Werkstätten. XVI u. 440 S. Stuttgart 1914. (Preis 14 ℳ.) *

E. Gehrcke. Bemerkung zum Geschwindigkeitsverteilungsgesetz. II. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 910—912, 1914.

Karl Uller. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen an natürlich drehenden, isotropen Körpern. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 926—930, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

F. Stöber. Über einige neue kristallographische Apparate. ZS. f. Krist. **54**, 273—288, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Karl Irk. Über die Änderung des Brechungsindex von ätherischen Ölen durch die Wärme. Pharm. Zentralh. **55**, 789—793, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1048.

Julius Howitz. Über die Refraktionsäquivalente von Salzen im Wasser für Natriumlicht. 41 S. Diss. Rostock 1914.

A. Occhialini. Indice di rifrazione e densità dei gas. Cim. (6) **8**, 123—155, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

E. Schmidt. Optische Eigenschaften von Flußspat, Schwefel, Phosphor und Selen. 38 S. Rostock 1912.

Karl Uller. Brechung und Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen an natürlich drehenden, isotropen Körpern. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 926—930, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Hedwig Kohn. Über das Wesen der Emission der in Flammen leuchtenden Metalldämpfe. 99 S. Diss. Breslau 1913.



G. Wiedmann. Über die Linienspektra von Quecksilber, Kadmium und Zink, hauptsächlich im Rot. 19 S. Tübingen 1912.

Alessandro Amerio. Lo spettro, la temperatura e lo splendore del cratere nell' arco a carboni, in relazione con la questione dei proiettori. L'Elettrotecnica **1**, 672—682, 1914.

Heinrich Hampe. Messungen im Bogen- und Funkenspektrum des Strontiums nach den internationalen Normalen. ZS. f. wiss. Photogr. **13**, 348—368, 1914.

Schwarzschild. Über die Verschiebungen der Bande bei 3883 Å im Sonnenspektrum. Berl. Ber. 1914, 979.

Schwarzschild. Über Diffusion und Absorption in der Sonnenatmosphäre. Berl. Ber. 1914, 979.

T. Takamine und **K. Yamada.** The Red Lithium Line. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) **7**, 339—342, 1914.

Rudolf Hase. Optische und photographische Untersuchungen homologer Bunsenflammen. 89 S. Diss. Erlangen 1912.

Willy Jaenichen. Lichtmessungen mit Selen. VIII u. 76 S. Berlin-Nikolassee, Administration der ZS. f. Feinmechanik, 1914. (Preis 3 ℳ.) *

Voege. Über objektive Photometrie. Journ. f. Gasbel. **57**, 434—435, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1085.

Anton Ernst Weber. Über die Anwendung des rotierenden Sektors zur photographischen Photometrie. Ann. d. Phys. (4) **45**, 801—838, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

8. Physiologische Optik.

W. R. Hess. Direkt wirkende Stereoskopbilder. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 33—38, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Carl Linde. Die physikalischen und technischen Grundlagen der Technik der tiefen Temperaturen. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. **21**, 1—6, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Gae. Ivaldi. La vera teoria cinetica dei gas. 202 S. Sampierdarena, stab. tip. Ligure, 1914. (Preis 5 L.) *

3. Thermische Ausdehnung.

Karl Irk. Über die Änderung des spezifischen Gewichtes der ätherischen Öle mit der Wärme. Pharm. Zentralh. **55**, 831—837, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1048.



4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

O. Sackur. Die Zustandsgleichung der Gase und die Quantentheorie. 21. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 563—569, 1914.

Bodo Freiherr v. Reitzenstein. Die Bestimmungen der Schmelzpunkte von Metallen. Prometheus **25**, 626—630, 1914.

Luigi Rolla. Über den Schmelzpunkt des Arsens. Gazz. chim. ital. **44** [2], 38—42, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1092.

Carl Leibfried. Neue Untersuchung des Einflusses von Röntgenstrahlen auf die Kondensation des Wasserdampfes und ein Versuch, die Dampfstrahlmethode quantitativ auszugestalten. 39 S. Diss. Marburg 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

D. R. Harper 3d. The specific heat of copper in the interval 0^0 to 50^0 C., with a note on vacuum-jacketed calorimeters. Journ. Washington Acad. **4**, 489—490, 1914.

C. Chappell und **M. Levin.** Über die spezifische Wärme kaltbearbeiteter Metalle. Ferrum **10**, 271—273, 1913.

K. Schöler. Über das Verhältnis $k = c_p/c_v$ der spezifischen Wärmen von Gasen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen bei verschiedenen Drucken. Ann. d. Phys. (4) **45**, 913—928, 1914.

7. Wärmeleitung.



VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

P. Guthnick, Berlin-Babelsberg. Weitere Ergebnisse photoelektrischer Messungen. Astr. Nachr. **199**, 177—191, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

F. Hayn, Leipzig. Die Rotationselemente des Mondes und der definitive Ort von Mösting A. Astr. Nachr. **199**, 262—264, 1914.
F. W. Very-Westwood, Massachusetts. Intensification of Oxygen and water-vapor bands in the Martian spectrum. Astr. Nachr. **199**, 153—170, 1914.
Ph. Fauth, Landstuhl. Neue lebhafte Tätigkeit auf Jupiter. Astr. Nachr. **199**, 222—223, 1914.
Frank Schlesinger. A description of the porter spectrograph and a determination of the solar rotation. Public. of the Allegheny Obs. of the Univ. of Pittsburgh **3**, 13, 99—118.
Neunter Jupiterstrabant. Astr. Nachr. **199**, 272, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

E. Hertzsprung-Potsdam. Prüfung von 3 spektroskopischen Doppelsternen auf Veränderlichkeit. Astr. Nachr. **199**, 140—144, 1914.
Photometric tests of spectroscopic binaries. Nature **93**, 570, 1914.
A. Bemporad. Sulla curva di luce di U Cephei. Astr. Nachr. **199**, 217—218, 1914.
A. A. Nijland, Utrecht. Das Mira-Minimum von November 1913. Astr. Nachr. **199**, 218—220, 1914.

1 D. Die Sonne.

Sonnenfinsternis vom 21. August 1914. Astr. Nachr. **199**, 241—246, 1914.
Dr. **H. H. Kritzinger** in Bothkamp b. Kiel. Die totale Sonnenfinsternis am 21. August 1914. Himmel u. Erde **26**, 511—515, 1914.

1 E. Kometen.

H. H. Kritzinger-Bothkamp. Gesetzmäßigkeiten in der Helligkeitsänderung und Schweifentfaltung der großen Kometen. Astr. Nachr. **199**, 121—132, 1914.
J. Holetschek, Wien. Über die mutmaßliche Helligkeit des Enckeschen Kometen in der bevorstehenden Erscheinung. Astr. Nachr. **199**, 146—150, 1914.

1 F. Meteore und Meteoriten.

The meteoric shower of Perseids. Nature **93**, 569—570, 1914.
W. F. Denning-Bristol. The shower of Lyrid meteors in 1914. Astr. Nachr. **199**, 231—232, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Th. Hesselberg und **H. U. Sverdrup.** Das Beschleunigungsfeld bei einfachen Luftbewegungen. Leipzig 1914. 8⁰. (Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, II. Serie, Heft 5, S. 117—146.)

R. Pohl und **P. Pringsheim.** Die lichtelektrischen Erscheinungen. (Sammlung Vieweg Nr. 1.) Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. 8⁰. 114 S. Preis 3 *M*. Ref. W. Kühl. Met. ZS. **31**, 7, 366—367, 1914.

Bok und **Motz.** Kleine Wetterkunde für Schule und Haus. Gebweiler 1914. 8⁰. 3 Bl., 55 S., 1 Tafel. *

S. Fujiwhara. Die abnormale Fortpflanzung der Schallwellen in der Atmosphäre. Met. ZS. **31**, 7, 356—357, 1914.

H. Philipp. Ergebnisse der W. Filchnerschen Vorexpedition nach Spitzbergen 1910. Gotha 1914. 4⁰. VII, 79 S., 15 Taf. (Ergänzungsheft Nr. 179 zu Peterm. Mitt.)

Maaninvloeden in de Meteorologie. Hemel en Dampkring **11**, 11, 169—171, 1914.

Gilbert T. Walker. A further study of relationships with Indian monsoon rainfall. Simla 1914. 4⁰. 12 S., 4 Taf. (Mem. of the Indian Met. Dep. **21**. Part VIII.)

Dr. **Alfred Wegener**-Marburg. Durch Grönlands Eiswüste. (Fortsetz. u. Schluß.) Himmel u. Erde **26**, 498—511, 1914.

Fritz Schön in Ludwigshafen am Rhein. Über die wahren Ursachen des Wettersturzes im Mai 1914. Wetter **31**, 210—212, 1914.

Prof. **Rudel** in Nürnberg. Bestand und Tätigkeit der Wetterwarte Nürnberg im Jahre 1912/13. Wetter **31**, 212—215, 1914.

XXII. Jahresbericht des Sonnblickvereins für das Jahr 1913. 4⁰. 41 S., 2 Taf. Wien 1914.

V. F. Brotherus. Pflanzenphänologische Beobachtungen in Finland 1909. Helsingfors 1914. 8⁰. 37 S. Bidrag till Kännedom af Finlands Natur och Folk. H. 76. No. 3.

Anuario Meteorologico de Chile. Primera parte (30 estaciones in extenso) 1912. Santiago de Chile 1914. 4⁰. VII, 361 S. (Instituto Central Meteorologico y Geofisico de Chile. Publicaciones bajo la direccion del Dr. Walter Knoche. Nr. 6.

Deutsche überseeische meteorologische Beobachtungen. Gesammelt und herausgegeben von der Deutschen Seewarte mit Unterstützung des Reichskolonialamtes. Heft XXII. Gesammelt u. bearbeitet von Dr. P. Heidke.

Report of the Meteorological Service of Canada, Central Office, Toronto, for the year ended December 31, 1910. R. F. Stupart, Director. Parts I—VI and Appendix. Ottawa 1914. 4⁰. XXIII, 604 S. In 2 Vol.

Annual Report of the Director of the Royal Alfred Observatory for 1912. Mauritius 1913. Fol. 10 S. (Colony of Mauritius.)

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de Juin 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 7, 89—93, 1914.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de Juin 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 7, 93—96, 1914.

Dr. **Karl Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Juli 1914. Wetter **31**, 204—205, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

H. G. Cannegieter. Problemen der Aerologie. Hemel en Dampkring **12**, 1, 1—10, 1914.

W. Köppen. Verhältnis zwischen Jahresschwankung und Vertikalgefälle der Temperatur in der Atmosphäre. Met. ZS. **31**, 7, 359—361, 1914.

M. M. Rykatschew jun. Meteorologische Beobachtungen und Beobachtungen in den verschiedenen Schichten der Atmosphäre, die auf dem schwimmenden Leuchtturme Lüserort angestellt worden sind. Met. ZS. **31**, 7, 328—339, 1914.

Wilhelm Peppler in Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Juli und August 1914. Wetter **31**, 206—208, 1914.

A. Kopfmüller. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Juli und August 1914. Wetter **31**, 209—210, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im August 1914. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg, 122 m über N. N. und Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen, 395 m über N. N., Juli 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 9, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Technical Report of the advisory Committee for Aeronautics for the year 1912/13 (with appendices). London, Darling and Son, 1914. 8°. 416 S.

The Langley flying machine. Nature **93**, 564, 1914.

Dr. **Günther Bugge.** Chemie und Luftschiffahrt. Prometheus **26**, 12—15, 1914.

Ing. **Schwarzenstein.** Eine unterirdische Flugplatzbeleuchtung. Prometheus **26**, 30—31, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

W. Bieber, Wiesbaden. Kondensationskerne der Erdatmosphäre. Die blaue Farbe des Himmels. Met. ZS. **31**, 7, 357—359, 1914.

2 C1. Lufttemperatur.

Prof. Dr. **Gustav Schwalbe** in Berlin. Die Wärmerückfälle des Dezember. Wetter **31**, 193—198, 1914.

Franz Siegel. Scheitelwerte der Temperaturtagesmittel von Curityba. Met. ZS. **31**, 7, 365, 1914.

Ed. Mazelle. Die stündliche Veränderlichkeit der Temperatur im Tageslaufe und die tägliche Periode der Temperatur. Met. ZS. **31**, 7, 361—363, 1914.

H. Schwindt, Bremen. Temperaturunterschiede der Winter verschiedener Jahre, insbesondere in ihrer Abhängigkeit von der Stellung des Mondes zur Erde. Met. ZS. **31**, 7, 363—365, 1914.

R. Weidenhagen-Magdeburg. Mittlere Monats-Isothermen (C^0) (8^h früh). Kartenbeilage zu Wetter **31**, 9, 1914.

2 C2. Strahlung.

A. K. Ångström and **E. H. Kennard.** Some pyrheliometric observations on Mount Whitney, Astrophys. J. **39**, 350—360, 1914.

2 D. Luftdruck.

W. Köppen. Topographie der 750 mm-Fläche. Met. ZS. **31**, 7, 354—356, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

F. Bertyn. Un grain sans précédent pour le mois d'octobre. Ciel et Terre **35**, 3, 90—93, 1914.

K. Nakamura. Rimarkindaj ciklonoj. J. of the Met. Soc. Japan **32**, Nr. 10, 29—31, 1913. Ref. W. Brinkmann. Met. ZS. **31**, 7, 365—366, 1914.

2 F. Wasserdampf.

W. Naegler in Dresden. (Schluß.) Über die Methoden der Bestimmung der Luftfeuchtigkeit und die Bedeutung, welche diese Bestimmung für die Wetterprognose hat. Wetter **31**, 198—204, 1914.

Eredia. La distribuzione stagionale e annuale della nebulosita in Italia. Atti della R. Acad. dei Lincei **23**, 7, 500—506, 1914.

2 G. Niederschläge.

J. Liznar. Die Fallgeschwindigkeit der Regentropfen. Met. ZS. **31**, 7, 339—347, 1914.

Lo Surdo. Sulla formazione della rugiada e della brina. Atti della R. Acad. dei Lincei **23**, 8, 607, 1914.

Rainfall of India. Twenty-second year 1912. Published by the various Provincial Governments and issued under the authority of the Government of India by the Meteorological Departement of the Government of India. Calcutta 1913. Fol.

Bulletin pluviométrique publié par G. Le Cadet. Tableaux mensuels, annuels et carte. Année 1913. (Observatoire Central de l'Indo-Chine. Service Météorologique.) Phu-Lien 1914. Fol. 27 Bl., 1 Taf.

Dr. **K. Joester.** Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm, Juli 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 9, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Mesures du courant éléctrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Altdorf et à Fribourg, Juin 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 7, 88, 1914.

P. Richter, Wittenberge. Kugelblitz. Wetter **31**, 215, 1914.

2 I. Meteorologische Optik.

Alfred Wegener. Beobachtungen über atmosphärische Polarisation auf der dänischen Grönland-Expedition unter Hauptmann Koch. (Vorläufige Mitt.) 8⁰. 12 S., 2 Taf. S.-A. Sitzber. d. Ges. zur Beförderung d. ges. Naturwiss. zu Marburg 1914. Nr. 3.

Karl Stuchtey, Marburg i. H. Über die verschiedene Helligkeit der einzelnen Teile des Dunsthorizonts. Met. ZS. **31**, 7; 351—354, 1914.

H. Battermann, Sternwarte Königsberg i. Pr. Leuchtende Nachtwolken. Met. ZS. **31**, 7, 356, 1914.

P. Richter, Wittenberge. Luftspiegelung. Wetter **31**, 216, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

R. Weidenhagen, Magdeburg. Mittlere Monats-Isobaren (mm), Juli 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 9, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

Th. Hesselberg und **H. U. Sverdrup.** Über den Einfluß der Gebirge auf die Luftbewegung längs der Erdoberfläche und auf die Druckverteilung. Leipzig 1914. 8⁰. (Veröff. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, II. Serie, Heft 4, S. 101—106, 3 Taf.

E. Lagrange. Les unités en météorologique dynamique. Ciel et Terre **35**, 133—134, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

G. Guilbert. Sur la prévision du temps. C. R. **158**, 1470—1472, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Delauney. Le principe météorologique des huits positions critiques. Taches solaires et dépressions de l'atmosphère terrestre. Paris 1914. 8°. 23 S.
W. Köppen. Lufttemperaturen, Sonnenflecke und Vulkanausbrüche. Met. ZS. **31**, 7, 305—328, 1914.
A. Wolfer, Zürich. Provisorische Sonnenflecken-Relativzahlen für das zweite Quartal 1914. Met. ZS. **31**, 7, 356, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

E. Esclangon. Sur un enregistreur de l'intensité des chutes de pluie. C. R. **158**, 1467—1470, 1914.

2 P. Klimatologie.

A. Woeikof. Klima von Urumtsi. Met. ZS. **31**, 7, 349—350, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Latitude variation 1913,0 to 1914,0. Nature **93**, 570, 1914.
H. G. L. The principal triangulation of the United Kingdom. Nature **93**, 571—572, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

Mikroseismische Bewegungen. Prometheus **26**, 46, 1914.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Ernst Leyst. Variationen und Störungen des Erdmagnetismus. Moskau 1914. 8°. S.-A. Bulletin de Moscou 1913, S. 371—595, 11 Tafeln.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

H. Keller. Örtliche und zeitliche Beziehungen zwischen Niederschlag, Abfluß und Verdunstung der Flußgebiete. S.-A. Zentralbl. der Bauverwaltung 1914, Nr. 39, S. 293—296.
Prof. **H. J. Seymour.** Preliminary notes on the bathymetric survey of some Wicklow lakes. Roy. Dublin Soc. June 23.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik"

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. **15. Dezember 1914.** **Nr. 23.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik" soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 23 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. November 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik" enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Die Kultur der Gegenwart. Ihre Entwickelung und ihre Ziele. Teil III. Abteilung III. Bd. I Physik. Unter Redaktion von E. Warburg bearbeitet von F. Auerbach, F. Braun, E. Dorn, A. Einstein, J. Elster, F. Exner, R. Gans, E. Gehrcke, H. Geitel, E. Gumlich, F. Hasenöhrl, F. Henning, L. Holborn, W. Jaeger, W. Kaufmann, E. Lecher, H. A. Lorentz, O. Lummer, St. Meyer, M. Planck, O. Reichenheim, F. Richarz, H. Rubens, E. v. Schweidler, H. Starke, W. Voigt, E. Warburg, E. Wiechert, M. Wien, W. Wien, O. Wiener, P. Zeeman. Mit 106 Abbildungen im Text. VIII u. 762 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1914. (Preis geh. 22 ℳ, geb. 24 ℳ, in Halbfranz geb. 26 ℳ.) *

Prof. Dr. **Bruno Glatzel**. D. Mech.-Ztg. 1914, 221.

Sir **Walter Noel Hartley**, 1846—1913. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, Obituary Notices VI—XIII, 1914.

Hugh Marshall, 1868—1913. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, Obituary Notices XIV—XVI, 1914.

Lucien de la Rive. Henri Poincaré. La carrière scientifique. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 159—163, 1914.

Ch. Cailler. Henri Poincaré. Le mathématicien et l'astronome. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 164—188, 1914.

Lucien de la Rive. Henri Poincaré. Le physicien et le philosophe. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 189—201, 1914.

H. A. Lorentz. Ernest Solvay. Die Naturwissenschaften **2**, 997—998, 1914.

Karl Scheel. Neuere Arbeiten des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen. Die Naturwissenschaften **2**, 1009—1012, 1023—1025, 1914.

Sue Avis Blake. Some inconsistencies in physics text-books. Science (N. S.) **40**, 673, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

P. Bräuer. Die Behandlung der Radioaktivität im Unterricht. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. **45**, 551—558, 1914.

3. Maß und Messen.

E. Buckingham. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. Phys. Rev. (2) **4**, 345—376, 1914.

H. Stadthagen. Beziehung der englischen und amerikanischen Längeneinheit, des englischen und amerikanischen Yard, zur metrischen Längeneinheit, dem Meter. ZS. f. Instrkde. **34**, 323—327, 1914.

J. P. van der Stok. The treatment of frequencies of directed quantities. Proc. Amsterdam **17**, 586—597, 1914.

J. W. Woodrow. Versuche über die Erzeugung und Messung hochgradiger Vakua. (Experiments on the production and measurement of high vacua.) Phys. ZS. **15**, 868—872, 1914.

J. R. Pannell. Versuche mit einem Neigungsmanometer zur Messung kleiner Druckdifferenzen. Engineering **96**, 343, 1913. [ZS. f. Instrkde. **34**, 333—334, 1914.

Wilhelm Schmidt. Ein einfaches Temperaturlot. ZS. f. Instrkde. **34**, 328—330, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Arth. Erich Haas. Die Grundgleichungen der Mechanik, dargestellt auf Grund der geschichtlichen Entwickelung. Vorlesungen zur Einführung in die theoretische Physik, gehalten im Sommersemester 1914 an der Universität Leipzig. V u. 216 S. Leipzig, Veit & Co., 1914. (Preis 7,50 *M*, geb. 9 *M*.)

Th. Tommasina. Relativité et Pesanteur. — Cinquante-sixième Note sur la physique de la gravitation universelle. C. R. soc. de Genève. Séance du 2 juillet 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 134—137, 1914.

E. Kretschmann. Eine Theorie der Schwerkraft im Rahmen der ursprünglichen Einsteinschen Relativitätstheorie. Diss. Berlin 1914. [Beibl. **38**, 1367, 1914.

A. Einstein. Die formale Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1914, 1030—1085.

Richard C. Tolman. Relativity Theory: General Dynamical Principles. Phil. Mag. (6) **28**, 572—582, 1914.

P. Joh. Müller. Das Rätsel der Schwerkraft gelöst durch die Raumenergetik. 51 S. Wien, Teschen, Leipzig, Verlag von Karl Prochaska, 1914. (Preis 1,20 *M*.)

Alfred Denizot. Zur Theorie der relativen Bewegung eines starren Massensystems nebst Anwendung auf Foucault's Gyroskop. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 903—924, 1914.

C. V. Burton. The Possible Dependence of Gravitational Attraction on Chemical Composition, and the Fluctuations of the Moon's Longitude which might result therefrom. Phil. Mag. (6) **28**, 252—256, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

Max Karl Grober. Ein Beispiel für die Kirchhoffschen Stabgleichungen. Phys. ZS. **15**, 889—892, 1914.

Heinrich Leitz. Die Berechnung der frei aufliegenden, rechteckigen Platten. 59 S. Diss. Karlsruhe, 1914.

W. Müller. Beiträge zur Kenntnis der Stoßdauer elastischer Körper. Wien. Anz. 1914, 446—447.

Alfred Lechner. Experimentelle Ermittelung der Draht- und Seilsteifigkeit. ZS. f. Instrkde. **34**, 321—323, 1914.

6. Hydromechanik.

Lord Rayleigh. The Equilibrium of Revolving Liquid under Capillary Force. Phil. Mag. (6) **28**, 161—170, 1914.

Lord Rayleigh. Further Remarks on the Stability of Viscous Fluid Motion. Phil. Mag. (6) **28**, 609—619, 1914.

J. R. Wilton. Figures of Equilibrium of Rotating Fluid under the restriction that the Figure is to be a Surface of Revolution. Phil. Mag. (6) **28**, 671—685, 1914.

7. Kapillarität.

G. Bakker. Die Struktur der Kapillarschicht und die Zahl von Avogadro. ZS. f. phys. Chem. **89**, 1—48, 1914.

Allan Ferguson. On the Surface-tensions of Liquids in contact with different Gases. Phil. Mag. (6) **28**, 403—412, 1914.

H. Kamerlingh Onnes and **H. A. Kuypers.** Measurements on the capillarity of liquid hydrogen. Proc. Amsterdam **17**, 528—532, 1914.

F. M. Jaeger. Researches on the Temperature-coefficients of the free Surface-energy of Liquids at Temperatures between -80^0 and 1650^0 C. VIII. The Specific Surface-energy of some Salts of the Alcali-metals. Proc. Amsterdam **17**, 571—584, 1914.

Lord Rayleigh. The Equilibrium of Revolving Liquid under Capillary Force. Phil. Mag. (6) **28**, 161—170, 1914.

8. Aeromechanik.

G. A. Shakespear. Experiments on the Resistance of the Air to Falling Spheres. Phil. Mag. (6) **28**, 728—734, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Gervaise Le Bas. The Theory of Molecular Volumes. Part IV. Completed Ring Systems and the Volume Anomaly. Phil. Mag. (6) **28**, 439—466, 1914.

Ernest Vanstone. The Unit-Stere Theory of Molecular Volume. A Criticism. Phil. Mag. (6) **28**, 600—606, 1914.

Gervaise Le Bas. A Reply to a criticism of the Unit-Stere Theory. Phil. Mag. (6) **28**, 607—608, 1914.

T. Martin Lowry. On Oxidizable Variety of Nitrogen. Phil. Mag. (6) **28**, 412—416, 1914.

G. Pellini. Über das Atomgewicht des Tellurs und seine Beziehungen zu den Gruppenhomologen. Deutsch von B. L. Vanzetti. 152 S. Stuttgart, F. Enke, 1914. (Samml. chem. u. chem.-techn. Vorträge.) (Preis 6 *M.*)

Otto Hönigschmid. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LVI. Revision des Atomgewichtes des Urans. Wien. Anz. 1914, 399—401.

O. Hönigschmid und **St. Horovitz.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. LXXIII. Über das Atomgewicht des Uranbleis. Wien. Anz. 1914, 447—448.

Paul Beer. Beiträge zur Chemie der Radioelemente. 53 S. Diss. Karlsruhe 1914.

G. W. Stewart. The content and structure of the atom. Science (N. S.) **40**, 661—663, 1914.

J. Böeseken. The catalyse. Proc. Amsterdam **17**, 546—571, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

G. Poma. Neutralsalzwirkung und Zustand der Ionen in Lösung. (Zweite Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. **88**, 671—685, 1914.

E. Beckmann und **O. Liesche.** Ebullioskopisches Verhalten von Lösungsmitteln bei verschiedenen Drucken. III. (Nach gemeinsamen Versuchen von J. v. Bosse, K. Haring, W. Weber.) ZS. f. phys. Chem. **89**, 111—124, 1914.

Georg Hofbauer. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXXII. Die Löslichkeit der Radiumemanation in Alkoholen ($C_n H_{2n+2} O$) und Fettsäuren ($C_n H_{2n} O_2$). Wien. Anz. 1914, 407—408.

J. B. Goebel. Berechnung der Gleichgewichtskonstanten aus kryoskopischen Messungen. Berechnung des Hydrolysengrades. ZS. f. phys. Chem. **89**, 49—62, 1914.

F. A. H. Schreinemakers and Miss **W. C. de Baat.** The system: copper sulphate, copper chlorid, potassium sulphate, potassium chlorid and water at 30°. Proc. Amsterdam **17**, 533—545, 1914.

K. Bornemann und **K. Wagenmann.** Die elektrische Leitfähigkeit der Metalllegierungen im flüssigen Zustande. Ferrum, N. F. der „Metallurgie", **11**, 276—282, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1223.

Albrecht Bethe und **Theodor Toropoff.** Über elektrolytische Vorgänge an Diaphragmen. Teil I. Die „Neutralitätsstörung". ZS. f. phys. Chem. **88**, 686—742, 1914.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

H. R. Kruyt. Current Potentials of Electrolyte solutions. Proc. Amsterdam **17**, 615—622, 1914.

R. Wegscheider. Über den Verlauf der Stickstoffoxydation bei elektrischen Entladungen in Gegenwart von Ozon. II. Mitteilung. Wien. Anz. 1914, 387—388.

H. R. Kruyt. Electric charge and limit value of Colloids. Proc. Amsterdam **17**, 623—629, 1914.

A. Smits. Die Anwendung der Theorie der Allotropie auf die elektromotorischen Gleichgewichte und die Passivität der Metalle. I. ZS. f. phys. Chem. **88**, 743—757, 1914.

G. R. Mines. Die Bedeutung des Ionenvolumens für die Wirkung von Elektrolyten auf kolloidale Systeme. Kolloid-ZS. **14**, 167—168, 1914. [Beibl. **38**, 1388—1389, 1914.

G. R. Mines. Über die Beziehung zwischen Ionenbeweglichkeit und Ionenvolumen. Kolloid-ZS. **14**, 168—170, 1914. [Beibl. **38**, 1389, 1914.

Frank Powis. Der Einfluß von Elektrolyten auf die Potentialdifferenz an der Öl-Wassergrenzfläche einer Ölemulsion und an einer Glas-Wassergrenzfläche. ZS. f. phys. Chem. **89**, 91—110, 1914.

Georg v. Hevesy und **Fritz Paneth.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXVI. Zur Frage der isotopen Elemente. Wien. Anz. 1914, 403—404.

Georg v. Hevesy und **Fritz Paneth.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXVII. Zur Elektrochemie des Poloniums. Wien. Anz. 1914, 404.

4. Photochemie.

A. Schidlof. La cinétique des réactions photochimiques et la loi du rayonnement. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 97—112, 1914.

Josef Maria Eder. Über die Lichtempfindlichkeit reiner Quecksilberverbindungen. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 172—176, 1914.

Julius Bekk. Über das photographische Verhalten des stickstoffwasserstoffsauren Silbers. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 105—125, 1914.

5. Thermochemie.

W. M. Thornton. The Least Energy required to start a Gaseous Explosion. Phil. Mag. (6) **28**, 734—738, 1914.

Nicolai Bubnoff. Über den Innenkegel gespaltener Kohlenwasserstoffflammen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 641—670, 1914.

Otto Dommer. Zur Kenntnis der Verbrennung im Innenkegel der Bunsenflamme. 79 S. Diss. Karlsruhe, 1914.

Max Hofsäß. Über die Entzündungsgeschwindigkeit im Innenkegel der Bunsenflamme. 64 S. Diss. Karlsruhe, 1913.

E. Terres und **F. Plenz.** Über den Einfluß des Druckes auf die Verbrennung explosiver Gas-Luftmischungen. Journ. f. Gasbel. **57**, 990—995, 1001—1007, 1914.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

K. Schulz. Einführung in die Kristallographie. VIII u. 40 S. Leipzig 1914. (Preis 0,80 ℳ.) *

L. Milch. Zur Bezeichnungsweise der Kristallformen. Neues Jahrb. f. Min. **39**. Beil.-Bd. (Max Bauer-Festschrift), 277—289, 1914.

W. Lawrence Bragg. The Crystalline Structure of Copper. Phil. Mag. (6) **28**, 355—360, 1914.

F. E. E. Lamplough and **J. T. Scott.** The Growth of Metallic Eutectics. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 600—604, 1914.

M. Levin und **K. Dornhecker.** Über das spezifische Volumen und über die Härte von Eisen-Kohlenstoff-Legierungen. Ferrum, N. F. der „Metallurgie", **11**, 321—329, 1914. [Chem. Zentralb. 1914, **2**, 1222.

H. E. Boeke. Die Methoden zur Untersuchung des Molekularzustandes von Silikatschmelzen. Neues Jahrb. f. Min. **39**. Beil.-Bd. (Max Bauer-Festschrift), 64—78, 1914.

H. E. Merwin. The Simultaneous Crystallization of Calcite and Certain Sulphides of Iron, Copper and Zinc. A Crystallographic Study. Sill. Journ. (4) **38**, 355—359, 1914.

N. L. Bowen. Das ternäre System: Diopsid-Forsterit-Silicium-2-oxyd. ZS. f. anorg. Chem. **90**, 1—66, 1914.

H. Hanemann. Über die Deutung von Abkühlungskurven. ZS. f. anorg. Chem. **90**, 67—80, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with liquid helium. L. The persistence of currents without electro-motive force in supra-conducting circuits. (Continuation of J.) Proc. Amsterdam **17**, 514—519, 1914.

O. W. Richardson. The Distribution of the Molecules of a Gas in a Field of Force, with Applications to the Theory of Electrons. Phil. Mag. (6) **28**, 633—647, 1914.

D. Konstantinowsky. Elektrische Ladungen und Brownsche Bewegung sehr kleiner Metallteilchen in Gasen (ein Beitrag zur Frage des Elementarquantums der Elektrizität). Wien. Anz. 1914, 378—381.

W. F. G. Swann. The Electrical Resistance of Thin Metallic Films and a Theory of the Mechanism of Conduction in such Films. Phil. Mag. (6) **28**, 467—496, 1914.

A. Schidlof et **A. Karpowicz.** Sur l'évaporation des sphérules de mercure maintenues en suspension dans un milieu gazeux. C. R. soc. de Genève. Séance du 2 juillet 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 138—140, 1914.

G. W. Stewart. The content and structure of the atom. Science (N. S.) **40**, 661—663, 1914.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

A. Ll. Hughes. The Contact Difference of Potential of Distilled Metals. Phil. Mag. (6) **28**, 337—347, 1914.

H. A. Mc Taggart. Electrification as Liquid Gas-Surfaces. Phil. Mag. (6) **28**, 367—378, 1914.

M. Aganin. Über Wasserfallelektrizität bei feinen Strahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1013—1038, 1914.

M. Aganin. Über die Elektrizitätsentwickelung bei abreißenden Wassertropfen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1003—1012, 1914.

W. H. Jenkinson. On Concentration Cells in Ionized Gases. Phil. Mag. (6) **28**, 685—692, 1914.

3. Elektrostatik.

Karl Willy Wagner. Dielektrische Eigenschaften von verschiedenen Isolierstoffen. Arch. f. Elektrot. **3**, 67—106, 1914.

4. Maße und Meßinstrumente.

J. F. H. Douglas. The approximate determination of the resistance of an irregular conductor. Phys. Rev. (2) **4**, 391—395, 1914.

Albert C. Crehore. Theory of the String Galvanometer of Einthoven. Phil. Mag. (6) **28**, 207—224, 1914.

Albert Campbell and **D. W. Dye.** On the Measurement of Alternating Electric Currents of High Frequency. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 621—633, 1914.

P. G. Agnew. A watthour meter method of testing instrument transformers. Journ. Washington Acad. **4**, 509—511, 1914.

C. L. v. Hess. The „multiple unit" system as a source of electricity for laboratories. Science (N. S.) **40**, 566—570, 1914.

5. Apparate.

H. du Bois. Modern electromagnets, especially for surgical and metallurgic practice. Proc. Amsterdam **17**, 468—474, 1914.
R. G. van Name. A Rheostat of Variable Range, Suitable for Large Currents. Sill. Journ. (4) **38**, 349—351, 1914.
R. Rinkel. Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors. Jahrb. f. drahtl. Telegr. **9**, 88—108, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

L. O. Grondahl. The thermoelectricity and magnetostriction of Heusler alloys. Phys. Rev. (2) **4**, 325—330, 1914.
W. W. Coblentz. Various modifications of thermopiles having a continuous absorbing surface. Journ. Washington Acad. **4**, 511—514, 1914.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

H. Kamerlingh Onnes and **G. Holst.** On the electrical resistance of pure metals etc. IX. The resistance of mercury, tin, cadmium, constantin, and manganin, down to temperatures, obtainable with liquid hydrogen and with liquid helium at its boiling point. Proc. Amsterdam **17**, 508—513, 1914.
W. Jaeger und **H. v. Steinwehr.** Die Widerstandsänderung des Quecksilbers zwischen 0° und 100°. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1089—1108, 1914.
W. F. G. Swann. The Electrical Resistance of Thin Metallic Films, and a Theory of the Mechanism of Conduction in such Films. Phil. Mag. (6) **28**, 467—496, 1914.
R. A. Heising. Magnetic resistance change of pure iron. Phys. Rev. (2) **4**, 315—324, 1914.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

P. J. Edmunds. The Discharge of Electricity from Points. Phil. Mag. (6) **28**, 234—244, 1914.
B. Winawer und **F. Pfeiffer.** Gleitfunken-Beobachtung an Röntgenröhren. Phys. ZS. **15**, 895—897, 1914.
S. J. Kalandyk. On the Conductivity of Salt Vapours. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 634—647, 1914.
L. L. Campbell. Disintegration of the Aluminium Cathode. Phil. Mag. (6) **28**, 347—354, 1914.
Ralph C. Hartsough. Characteristics of contact rectification with a silicon carbon contact. Phys. Rev. (2) **4**, 306—314, 1914.
Walter Schottky. Über den Einfluß von Strukturwirkungen, besonders der Thomsonschen Bildkraft, auf die Elektronenemission der Metalle. Phys. ZS. **15**, 872—878, 1914.
Frank Horton. On the Action of a Wehnelt Cathode. Phil. Mag. (6) **28**, 244—252, 1914.
Charles Sheard. The Positive Ionization from Heated Platinum. Phil. Mag. (6) **28**, 170—187, 1914.
F. H. Newman. Note on the Ionization Potential of Mercury Vapour. Phil. Mag. (6) **28**, 753—756, 1914.
F. Kohlrausch. Zur Methodik der Beweglichkeits- und Wiedervereinigungsmessungen an Ionen in strömender Luft. Wien. Anz. 1914, 398—399.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

Norman Campbell. The Ionization of Platinum by Cathode Rays. Phil. Mag. (6) **28**, 286—302, 1914.

Eduard Rüchardt. Über den Wirkungsgrad bei der Phosphoreszenzerregung durch Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1063—1088, 1914.

Sir **Ernest Rutherford.** Radium Constants on the International Standard. Phil. Mag. (6) **28**, 320—327, 1914.

M. Bamberger und **G. Weissenberger.** Über die Radioaktivität von Mineralien. I. Pyromorphite. Wien. Anz. 1914, 382—383.

Paul Beer. Beiträge zur Chemie der Radioelemente. 53 S. Diss. Karlsruhe, 1914.

Georg v. Hevesy und **Fritz Paneth.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. LXVI. Zur Frage der isotopen Elemente. Wien. Anz. 1914, 403—404.

Otto Hönigschmid. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LVI. Revision des Atomgewichtes des Urans. Wien. Anz. 1914, 399—401.

O. Hönigschmid und **St. Horovitz.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. LXXIII. Über das Atomgewicht des Uranbleis. Wien. Anz. 1914, 447—448.

Georg v. Hevesy und **Fritz Paneth.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXVII. Zur Elektrochemie des Poloniums. Wien. Anz. 1914, 404.

K. Horovitz und **F. Paneth.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXIII. Über Adsorptionsversuche mit Radioelementen. Wien. Anz. 1914, 401—402.

Fritz Paneth. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. LXXIV. Über Adsorbierung und Fällung der Radioelemente. Wien. Anz. 1914, 448—449.

Arthur Holmes und **Robert W. Lawson.** Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXX. Zur Frage des Endproduktes der Thoriumreihe. Wien. Anz. 1914, 406.

W. Michl. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXIX. Über die Reichweite der α-Strahlen in Flüssigkeiten. Wien. Anz. 1914, 405—406.

Alfred Imhof. Merkwürdiger Einfluß von Rändern an Metallblättern auf die Durchlässigkeit von radioaktiven Strahlen. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 171—172, 1914.

W. Michl. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXVIII. Zur photographischen Wirkung der α-Teilchen. Wien. Anz. 1914, 404—405.

Ludwig Flamm. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXXI. Theoretische Untersuchungen über Ursache und Größe der Reichweiteschwankungen bei den einzelnen α-Strahlen eines homogenen Bündels. Wien. Anz. 1914, 406—407.

Sir **E. Rutherford** and **H. Robinson.** The Mass and Velocities of the α Particles from Radioactive Substances. Phil. Mag. (6) **28**, 552—572, 1914.

F. v. Lerch. Über langsame Veränderungen der β-Strahlung radiumhaltiger Präparate. II. Mitteilung. Wien. Anz. 1914, 397.

H. Robinson and **W. F. Rawlinson.** The Magnetic Spectrum of the β Rays excited in Metals by Soft X Rays. Phil. Mag. (6) **28**, 277—281, 1914.

Sir **Ernest Rutherford, H. Robinson** and **W. F. Rawlinson.** Spectrum of the β Rays excited by γ Rays. Phil. Mag. (6) **28**, 281—286, 1914.

Sir **Ernest Rutherford.** The Connexion between the β and γ Ray Spectra. Phil. Mag. (6) **28**, 305—319, 1914.

H. G. J. Moseley and H. Robinson. The Number of Ions produced by the β and γ Radiations from Radium. Phil. Mag. (6) **28**, 327—337, 1913.

Jadwiga Szmidt. On the Distribution of Energy in the Different Types of γ Rays emitted from Certain Radioactive Substances. Phil. Mag. (6) **28**, 527—539, 1914.

Sir **Ernest Rutherford** and **E. N. da C. Andrade.** The Spectrum of the Penetrating γ Rays from Radium B and Radium C. Phil. Mag. (6) **28**, 263—273, 1914.

D. C. H. Florance. Secondary γ Radiation. Phil. Mag. (6) **28**, 363—367, 1914.

Georg Hofbauer. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXXII. Die Löslichkeit der Radiumemanation in Alkoholen ($C_n H_{2n+2} O$) und Fettsäuren ($C_n H_{2n} O_2$). Wien. Anz. 1914, 407—408.

E. M. Wellisch. Experiments on the Active Deposit of Radium. Phil. Mag. (6) **28**, 417—439, 1914.

E. M. Wellisch. Experiments on the Active Deposit of Radium. Sill. Journ. (4) **38**, 283—304, 1914.

H. P. Walmsley. The Distribution of the Active Deposit of Radium in Electric Fields. Phil. Mag. (6) **28**, 539—552, 1914.

Stefan Meyer, Victor F. Hess und **Fritz Paneth.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. LXIV. Neue Reichweitenbestimmungen an Polonium, Ionium und Actiniumpräparaten. Wien. Anz. 1914, 402—403.

Berta Heimann. Mitteilung aus dem Institut für Radiumforschung. LXV. Über die Lebensdauer des Thoriums. Wien. Anz. 1914, 403.

F. W. Rawlinson. A Note on the X ray Spectrum of Nickel. Phil. Mag. (6) **28**, 274—277, 1914.

A. van den Broek. Röntgenstrahlung und Ordnungszahlen. Phys. ZS. **15**, 894—895, 1914.

A. van den Broek. Ordinals or Atomic Numbers? Phil. Mag. (6) **28**, 630—632, 1914.

Sir **J. J. Thomson.** The Production of Soft Röntgen Radiation by the impact of Positive and Slow Cathode Rays. Phil. Mag. (6) **28**, 620—625, 1914.

W. H. Bragg and **S. E. Peirce.** The Absorption Coefficients of X Rays. Phil. Mag. (6) **28**, 626—630, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

Margaret B. Moir. Permanent Magnetism of Certain Chrome and Tungsten Steels. Phil. Mag. (6) **28**, 738—748, 1914.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

H. Kamerlingh Onnes and **K. Hof.** Further experiments with liquid helium. N. Hall-effect and the change of resistance in a magnetic field. X. Measurements on cadmium, graphite, gold, silver, bismuth, lead, tin and nickel, at hydrogen- and helium-temperatures. Proc. Amsterdam **17**, 520—527, 1914.

Anton Lampa. Über den Hauteffekt in einem Draht von elliptischem Querschnitt. Wien. Anz. 1914, 507.

R. A. Heising. Magnetic resistance change of pure iron. Phys. Rev. (2) **4**, 315—324, 1914.

Hans Georg Müller. Über die Leistungsfähigkeit von Litzenspulen. Jahrb. f. drahtl. Telegr. **9**, 32—65, 1914.

L. O. Grondahl. The thermoelectricity and magnetostriction of Heusler alloys. Phys. Rev. (2) **4**, 325—330, 1914.



E. P. Adams and **Albert K. Chapman.** The Corbino Effect. Phil. Mag. (6) **28**, 692—702, 1914.
C. E. Magnusson and **H. C. Stevens.** Visual Sensations by a Magnetic Field. Phil. Mag. (6) **28**, 188—207, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

Ferdinand Braun. Zur Berechnung von Antennen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **9**, 1—32, 1914.
O. Demmler. Messungen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen an der Erdoberfläche. Arch. f. Elektrot. **3**, 107—110, 1914.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

W. Voigt und **P. Scherrer.** Über einen von Herren Zeeman und Winawer beschriebenen merkwürdigen magneto-optischen Absorptions-Effekt. Phys. ZS. **15**, 865—868, 1914.
C. D. Child. The spectrum from mercury vapor in an electric field. Phys. Rev. (2) **4**, 387—390, 1914.
F. C. Brown and **L. P. Sieg.** The Seat of Light Action in Certain Crystals of Metallic Selenium, and some New Properties in Matter. Phil. Mag. (6) **28**, 497—508, 1914.
E. P. Lewis. The effect of self-induction on the nitrogen bands. Astrophys. Journ. **40**, 148—153, 1914.
Carl Ramsauer. Über eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung. Ann. d. Phys. (4) **45**, 961—1002, 1914.
A. Pospielow. Zur lichtelektrischen Photometrie der Phosphoreszenzerscheinungen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1039—1062, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

G. W. Stewart. The content and structure of the atom. Science (N. S.) **40**, 661—663, 1914.
A. van den Broek. Röntgenstrahlen und Ordnungszahlen. Phys. ZS. **15**, 894—895, 1914.
A. Einstein. Bemerkungen zu P. Harzers Abhandlung „Über die Mitführung des Lichtes in Glas und die Aberration“ (A. N. 4748). Astron. Nachr. **199**, 7—10, 1914.
Paul Harzer. Bemerkungen zu meinem Artikel in Nr. 4748 im Zusammenhange mit den vorstehenden Bemerkungen des Herrn Einstein. Astron. Nachr. **199**, 9—12, 1914.
A. Einstein. Antwort auf eine Replik Paul Harzers. Astron. Nachr. **199**, 47—48, 1914.
Carl Barus. On a Possibility of Detecting Contractions of the Order of the Fitzgerald-Lorentz Effect. Sill. Journ. (4) **38**, 352—354, 1914.
Edwin Edser. The Reflexion of Electromagnetic Waves at the Surface of a Moving Mirror. Phil. Mag. (6) **28**, 508—527, 1914.
Sir **Joseph Lamor.** On the Reflexion of Electromagnetic Waves by a moving perfect Reflector, and their Mechanical Reaction. Phil. Mag. (6) **28**, 702—707, 1914.
G. H. Livens. On the Statistical Relations of Radiant Energy. Phil. Mag. (6) **28**, 648—664, 1914.
R. Schachenmeier. Über den Polarisationszustand des an einem metallischen Schirm gebeugten Lichtes. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1109—1120, 1914.

D. N. Mallik. Dynamical Theory of Diffraction. Phil. Mag. (6) **28**, 224—233, 1914.

David Hilbert. Zur Begründung der elementaren Strahlungstheorie. (Dritte Mitteilung.) Phys. ZS. **15**, 878—889, 1914.

Alfred Denizot. Über die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 925—929, 1014.

A. Schidlof. La cinétique des réactions photochimiques et la loi du rayonnement. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 97—112, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

R. G. Nutting. On brightness and contrast in optical images. Astrophys. Journ. **40**, 33—42, 1914.

P. V. Wells. A new turbidimeter. Abstract of a paper presented at the Washington Meeting of the Physical Society, April 24, 1914. Phys. Rev. (2) **4**, 396, 1914.

S. S. Richardson. Note on Polarizing Prisms for the Ultraviolet. Phil. Mag. (6) **28**, 256—263, 1914.

K. Ritzmann. Refraktoskop für Werkstattgebrauch. ZS. f. Instrkde. **34**, 330—331, 1914.

J. S. Plaskett. Improvements in the optical system of the stellar spectrograph. Astrophys. Journ. **40**, 127—136, 1914.

Victor Goldschmidt. Ein Schleifapparat für orientierte Schliffe. Neues Jahrb. f. Min. **39**. Beil.-Bd. (Max Bauer-Festschrift), 186—192, 1914.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

Edwin Edser. The Reflexion of Electromagnetic Waves at the Surface of a Moving Mirror. Phil. Mag. (6) **28**, 508—527, 1914.

Sir **Joseph Larmor.** On the Reflexion of Electromagnetic Waves by a moving perfect Reflector, and their Mechanical Reaction. Phil. Mag. (6) **28**, 702—707, 1914.

A. Einstein. Bemerkungen zu P. Harzers Abhandlung „Über die Mitführung des Lichtes in Glas und die Aberration" (A. N. 4748). Astron. Nachr. **199**, 7—10, 1914.

Paul Harzer. Bemerkungen zu meinem Artikel in Nr. 4748 im Zusammenhange mit den vorstehenden Bemerkungen des Herrn Einstein. Astron. Nachr. **199**, 9—12, 1914.

A. Einstein. Antwort auf eine Replik Paul Harzers. Astron. Nachr. **199**, 47—48, 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

D. N. Mallik. Dynamical Theory of Diffraction. Phil. Mag. (6) **28**, 224—233, 1914.

R. Schachenmeier. Über den Polarisationszustand des an einem metallischen Schirm gebeugten Lichtes. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1109—1120, 1914.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

Eugene Wright. The Optical Properties of Roscoelite. Sill. Journ. (4) **38**, 305—308, 1914.

F. Rinne. Beitrag zur optischen Kenntnis der kolloidalen Kieselsäure. Neues Jahrb. für Min. **39**. Beil.-Bd. (Max Bauer-Festschrift), 388—414, 1914.



H. Rupe und **W. Tomi.** Über höher molekulare optisch-aktive Kohlenwasserstoffe und Ketone aus Carvon. Chem. Ber. **47**, 3064—3083, 1914.
G. Bruhat. On the Theories of the Rotational Optical Activity. Phil. Mag. (6) **28**, 302—304, 1914.
G. H. Livens. On the Theories of Rotational Optical Activity. Phil. Mag. (6) **28**, 756—757, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

F. Goos. Wellenlängen aus dem Bogenspektrum des Eisens im internationalen System. I. Teil. λ 3370—4233. Astron. Nachr. **199**, 33—44, 1914.
V. F. Swann. On the pressureshift of the lines of the zinc spectrum at low pressures. Astrophys. Journ. **40**, 137—147, 1914.
Emil Paulson. Ein System von Wellenzahlen im Scandiumspektrum. Phys. ZS. **15**, 892—894, 1914.
Joseph Lang. Über veränderliche Linien im Bogenspektrum des Eisens. 44 S. Diss. Bonn 1914.
W. E. Curtis. Wave-lengths of Hydrogen Lines and Determination of the Series Constant. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 605—620, 1914.
Josef Maria Eder. Messungen im ultravioletten Funkenspektrum von Kupfer, Aluminium, Gold, Silber, Zink und Kohle bis λ 1850 nach dem internationalen System. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 137—147, 1914.
T. Martin Lowry. An Oxidizable Variety of Nitrogen. Phil. Mag. (6) **28**, 412—416, 1914.
E. P. Lewis. The effect of self-induction on the nitrogen bands. Astrophys. Journ. **40**, 148—153, 1914.
J. C. Mc Lennan. On the Absorption Spectrum of Zinc Vapour. Phil. Mag. (6) **28**, 360—363, 1914.
E. P. Lewis. The ultra-violet band of ammonia. Astrophys. Journ. **40**, 154—155, 1914.
Friederike Salzmann. Über das Absorptionsvermögen leuchtender Gase. Wien. Anz. 1914, 398.
Heinrich Theissen. Über den kontinuierlichen Grund in den Bunsenflammenspektren der Alkalimetalle. ZS. f. wiss. Photogr. **14**, 125—136, 148—170, 1914.
F. Kehrmann, J. Speitel und **E. Grandmougin.** Über die Spektra der einfachsten Thiazin-Farbstoffe. Über Chinonimid-Farbstoffe. IV. Chem. Ber. **47**, 2976—2983, 1914.
A. van den Broek. Ordinals or Atomic Numbers? Phil. Mag. (6) **28**, 630—632, 1914.
A. van den Broek. Röntgenstrahlen und Ordnungszahlen. Phys. ZS. **15**, 894—895, 1914.
Herbert E. Ives and **Edwin F. Kingsbury.** The Theory of the Flicker Photometer. Phil. Mag. (6) **28**, 708—728, 1914.
C. C. Trowbridge and **W. B. Truesdell.** Measurements with a moving lamp photometer. Phys. Rev. (2) **4**, 289—305, 1914.
L. Grabowsky. Zur theoretischen Photometrie der diffusen Zurückwerfung. Astron. Nachr. **199**, 49—54, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Eduard Rüchardt. Über den Wirkungsgrad bei der Phosphoreszenzerregung durch Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1063—1088, 1914.
A. Pospielow. Zur lichtelektrischen Photometrie der Phosphoreszenzerscheinungen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1039—1062, 1914.

8. Physiologische Optik.

C. E. Magnusson and **H. C. Stevens.** Visual Sensations caused by a Magnetic Field. Phil. Mag. (6) **28**, 188—207, 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Gilbert N. Lewis and **Elliot A. Adams.** Notes on quantum theory. The Distribution of Thermal Energy. Phys. Rev. (2) **4**, 331—344, 1914.

J. G. Stewart. The Inapplicability of Boltzmann's Equipartition Hypothesis to Gases in a State of Change of Internal Energy; and its bearing on the experimental determination of the Specific Heat of Gases. Phil. Mag. (6) **28**, 748—753, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Richard C. Tolman. Relativity Theory: The Equipartition Law in a System of Particles. Phil. Mag. (6) **28**, 583—600, 1914.

Arne Westgren. Bestimmung der Diffusion, der Fallgeschwindigkeit und des Sedimentationsgleichgewichts der Teilchen in Selen- und Goldhydrosolen. ZS. f. phys. Chem. **89**, 63—90, 1914.

M. v. Smoluchowski. Studien über Molekularstatistik von Emulsionen und deren Zusammenhang mit der Brownschen Bewegung. Wien. Anz. 1914, 509.

G. Bakker. Die Struktur der Kapillarschicht und die Zahl von Avogrado. ZS. f. phys. Chem. **89**, 1—48, 1914.

O. W. Richardson. The Distribution of the Molecules of a Gas in a Field of Force, with Applications to the Theory of Electrons. Phil. Mag. (6) **28**, 633—647, 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

H. Kamerlingh Onnes and **G. Holst.** On the measurement of very low temperatures. XXIV. The hydrogen and helium thermometers of constant volume, down to the freezing-point of hydrogen compared with each other, and with the platinum-resistance thermometer. Proc. Amsterdam **17**, 501—507, 1914.

W. W. Coblentz. Various modifications of thermopiles having a continuous absorbing surface. Journ. Washington Acad. **4**, 511—514, 1914.

W. Jaeger und **H. v. Steinwehr.** Die Widerstandsänderung des Quecksilbers zwischen 0^0 und 100^0. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1089—1108, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

J. J. van Laar. Some remarks on the values of the critical quantities in case of association. Proc. Amsterdam **17**, 598—606, 1914.

J. J. van Laar. On apparent thermodynamic discontinuities, in connection with the value of the quantity b for infinitely large volume. Proc. Amsterdam **17**, 606—615, 1914.

E. Cardoso. Eléments critiques et phases coexistantes des gaz permanents. (IIe partie.) C. R. soc. de Genève. Séance du 2 juillet 1614. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 137—138, 1914.

A. Schidlof et **K. Karpowicz.** Sur l'evaporation des sphérules de mercure maintenues en suspension dans un milieu gazeux. C. R. soc. de Genève. Séance du 2 juillet 1914. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 138—140, 1914.

Irving Langmuir and **G. M. J. Mackay.** The vapor pressure of the metals platinum and molybdenum. Phys. Rev. (2) **4**, 377—386, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

J. G. Stewart. The Inapplicability of Boltzmann's Equipartition Hypothesis to Gases in a State of Change of Internal Energy; and its bearing on the experimental determination of the Specific Heat of Gases. Phil. Mag. (6) **28**, 748—753, 1914.

7. Wärmeleitung.

Louis Vessot King. On the Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid: Determination of the Convection Constants of Small Platinum Wires, with Applications to Hot-Wire Anemometry. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 568—570, 1914.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Ernest W. Brown. Cosmical physics. Science **40**, 389—401, 1914.
Max Wolf. Die geschichtete Linienemission. Astr. Nachr. **199**, 319, 1914.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

J. H. Metcalf. A Photograph of a Meteor Trail. Astr. Nachr. **199**, 302—303, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

G. Hellmann. Beiträge zur Geschichte der Meteorologie. Nr. 1 bis 5. (Veröffentl. des Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 273.) Berlin, Behrend & Co., 1914. 4⁰. 148 S. Ref.: S. Günther. Met. ZS. **31**, 412—414, 1914.

A. Berget. Les problèmes l'atmosphère. Avec 29 figures dans le texte. Paris, E. Flammarion, 1914. 8⁰. 343 S. (Bibliothèque de Philosophie scientifique.) (Preis 3,50 fr.) *

G. Boffito e **P. Niccolori.** Bibliografia dell' aria. Saggio di un repertorio bibliografico italiano di Meteorologia e di magnetismo terrestre. Firenze, Oltdelli 1913. 4⁰. 1. Lfrg. 16 S.

The seaman's handbook of meteorology. A compagnion to the barometer manual for the use of seamen. Issued by the authority of the Meteorological Committee. London 1914. 8⁰. 191 S., 29 Tafeln. Meteorological Office No. 215. (Preis 2 sh.) *

F. Löhnis. Landwirtschaftliche Physik und Witterungskunde. III. Aufl. Leipzig u. Berlin 1914. 8⁰. 3 Bl., 140 S. *

Berichte des Meteorologisch-Geophysikalischen Institutes und seines Taunus-Observatoriums. Nr. 1. 1913. (Physikalischer Verein, Frankfurt a. M.) Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. Fol. 2 Bl., 75 S., 5 Taf. (Preis 10 ℳ.) *

B. Berliner. Der Einfluß von Klima, Wetter und Jahreszeit auf das Nerven- und Seelenleben, auf physiologischer Grundlage dargestellt. 8⁰. 56 S. Wiesbaden, J. F. Bergmann, 1914. (Preis 1,80 ℳ.) *

W. Schmidt. Neueres über die Ausbreitung des Schalles in der freien Atmosphäre. Die Naturwissenschaften, Heft 41, 1914.

E. Ihne. Phänologische Mitteilungen, Jahrgang 1913 (der ganzen Reihe 31. Jahrgang). Darmstadt 1914. 8⁰. 48 S., 1 Taf. (Arbeiten der Landwirtschaftskammer für das Großherzogtum Hessen. Heft Nr. 16.)

J. v. Hann. Meteorologische Beobachtungen auf der Osterinsel im Großen Ozean. Met. ZS. **31**, 403—407, 1914.

K. Wegener. Temperatur und Regen in Samoa 1909 und 1910 in gedrängter graphischer Darstellung. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch., Heft 1, Göttingen 1914.

Mittelschullehrer **P. Richter** in Wittenberge. Luftwärme, Niederschläge und Sonnenscheindauer im Jahre 1913. Wetter **31**, 229—236, 1914.

Annual Report of the Central Meteorological Observatory of Japan for the year 1912. Meteorological observations in Japan for the year 1912. Tokio 1914. 4⁰. 1 Bl., 411 S., 1 Karte.

Annual Report of the (Philippine) Weather Bureau for the year 1911. Part I: Work of the Burean during the fiscal year ended June 30, 1911. Part II: Hourly meteorological observations made at the Central Observatory of Manila during the calendar year 1911. Manila 1914. 4⁰. 166 S.

Osservazioni meteorologiche e geofisiche fatte nel R. Osservatorio astronomico di Brera in Milano durante l'anno 1913. Serie III, 5. Milano 1914. Fol. XV S., 1 Bl., 53 S., 4 Taf.

Observatorio meteorologico, magnetico y seismico del Colegio de Belen de la Compañia de Jesus en la Habana. Año de 1913. Habana 1914. Fol.

Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen an den Landesstationen in Bosnien-Hercegovina im Jahre 1912. Herausgeg. von der Bosnisch-hercegovinischen Landesregierung. Sarajevo 1913. 4⁰. XVI, 198 S.

Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen auf dem Tsukubasan im Jahre 1911. Herausgeg. von dem Meteorologischen Zentral-Observatorium. Tokio 1914. 4⁰. 2 Bl., 129 S. Im Jahre 1912. Tokio 1914. 4⁰. 2 Bl., 129 S.

Bulletin annuel 1912. Commission Météorologique de la Haute-Loire. Le Puy-en-Valay 1913. 8⁰. 83 S.

Resultate der meteorologischen Beobachtungen zu Cuyaba (Matto Grosso) im Jahre 1913. Met. ZS. **31**, 403, 1914.

Dr. **Karl Sapper,** Straßburg. Meteorologische Beobachtungen auf der atlantischen Abdachung von Guatemala im Jahre 1912. Met. ZS. **31**, 401—403, 1914.

Die Witterung an der deutschen Küste im September 1914. Ann. d. Hydr. **42**, 626—628, 1914.

Dr. **K. Joester**-Berlin. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im August 1914. Wetter **31**, 223, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

W. Köppen. Bedingungen, die bei der Wahl eines Ortes für ein aerologisches Observatorium zu stellen sind. Met. ZS. **31**, 339—400, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im September 1914. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg, 122 m über N. N., und Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen, 395 m über N. N. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 10, 1914.

A. Kopfmüller in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im September 1914. Wetter **31**, 224, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

Dr. **A. Hildebrandt.** Luftfahrstationen. Peterm. Mitt. **60**, 253—254, 1914.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

O. Hochsteiner. Zur Konstanz der Wärmezufuhr. Met. ZS. **31**, 400—401, 1914.

H. E. Hamberg. Storleken av temperaturens dagliga variation på den Skandinaviska Halvön. Uppsala 1914. 4^0. 2 Bl., 71 S., 30 Taf. (Bihang till Meteorol. Jakttagelser i Sverige, Vol. 54, 1912.)

2 C2. Strahlung.

Dr. **Joh. S. Paraskévopoulos**, Athen. Über die Bestimmung der Solarkonstante. Met. ZS. **31**, 394—395, 1914.

Dr. **Frank W. Very.** The transmission of terrestrial radiation by the carth's atmosphere in summer and in winter. Science **40**, 417—424, 1914.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

J. Hegyfoky. Über die Veränderlichkeit der jährlichen Windrichtung. Met. ZS. **31**, 395—397, 1914.

Carl Diekermann. Die Windverhältnisse an der vorpommerschen Küste mit besonderer Berücksichtigung der Anemometer-Beobachtungen von Wustrow 1887—1910. Ann. d. Hydr. **42**, 581—595, 1914.

A. Beukemann auf Helgoland. Vorboten und Folgeerscheinungen von Stürmen. Wetter **31**, 224—229, 1914.

2 F. Wasserdampf.

2 G. Niederschläge.

Karl Prohaska. Der Hagelfall und Wolkenbruch vom 3. Juli 1914 in Graz. Met. ZS. **31**, 410—412, 1914.

Dr. **K. Joester**-Berlin. Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm im August 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 10, 1914.

Niederschlagsbeobachtungen an den meteorologischen Stationen im Großherzogtum Hessen für das Jahr 1913. 13. Jahrgang. Bearb. im Großherzogl. Hydrographischen Bureau. Darmstadt 1914. Fol. 51 S.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

G. Angenheister. Die luftelektrischen Beobachtungen am Samoa-Observatorium 1912/13. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. Göttingen, 1914, Heft 2.

Friedrich Wilhelm, Fürst zu Ysenburg und Büdingen. Zur Entstehung der Kugelblitze. Prometheus Nr. 50—52, 1914.

Dr. **Haag**, Frankfurt a. M. Kugelblitz. Wetter **31**, 240, 1914.

W. Koestler. Blitzgefahr und Blitzschutz, insbesondere Gebäudeblitzableiter. Burgdorf 1914. 8^0. VIII, 111 S.

2 I. Meteorologische Optik.

Ewald Genz. Über die Abhängigkeit der Höhe des Aragoschen neutralen Punktes von der Helligkeit des Himmelsgewölbes. Met. ZS. **31**, 380—384, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie

2 L. Dynamische Meteorologie.

V. H. **Ryd**, Kopenhagen. Zur Luftbewegung in größeren Höhen. Met. ZS. **31**, 407—409, 1914.

Dr. A. **Defant** in Wien, Hohe Warte. Druckänderungen am Meeresniveau und die Temperaturen auf den Höhenstationen. Wetter **31**, 217—223, 1914.

Wilhelm Krebs, Schnelsen, Holsteinische Wetter- und Sonnenwarte. Nachweis der von G. Langbeck und von A. Roschkott vermuteten Wogenbewegungen der Atmosphäre durch Profilierung der Isobarenkarten. Met. ZS. **31**, 409—410, 1914.

2 M. Praktische Meteorologie.

Wilhelm Krebs. Witterungsaussichten für Europa am Tage des Merkursdurchganges. Astr. Nachr. **199**, 303, 1914.

O. **Sievert.** Wetterkundlicher Unterricht. Methodische Fingerzeige und Handreichungen. 8°. 56 S. Berlin, L. Oehmigkes Verlag, 1914. (Preis 0,80 ℳ.) *

Het element temperatuur in de weerverwachting. Hemel en Dampkring, Heft 5, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Dr. E. **Herrmann.** Zu System der Einwirkung von Sonne und Mond auf die atmosphärischen Vorgänge und seine Auswertung. Ann. d. Hydr. **42**, 603—609, 1914.

Assistent **Rudolf Fischer** in Darmstadt. Der Einfluß des Mondes auf die Gewitterhäufigkeit. Wetter **31**, 236—240, 1914.

P. **Richter**-Wittenberge. Sonnenfinsternis und Luftwärme. Wetter **31**, 240. 1914.

Meteorologische waarnemingen bij de zoneclips van 21. Augustus j. l. Hemel en Dampkring, Heft 5, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

G. **Dimmer.** Über die Korrektion für den heraushängenden Faden bei Quecksilber-Thermometern. ZS. f. Instrkde., Heft 10, 1914.

Walter Oehmichen. Über die Verwendbarkeit von Films zu Messungen der relativen Feuchtigkeit. Inaugural-Dissertation. Marburg 1913. 8°. 45 S., 1 Tafel.

A. K. **Ångström.** Das Ångströmsche Kompensationspyrheliometer und die pyrheliometrische Skala. Met. ZS. **31**, 370—373, 1914.

Dr. K. **Schreber**-Aachen. Das Robinsonsche Schalenkreuz. Met. ZS. **31**, 373—380, 1914.

2 P. Klimatologie.

G. **Schröder** und A. v. **Müller.** Vergleichende Betrachtung wichtiger Klimate für die Tuberkulosetherapie. Leipzig 1914. 4°. S.-A. ZS. f. Tuberkulose **21**, 513—528, 1914. 6 Taf. Ref.: R. Süring. Met. ZS. **31**, 414, 1914.

Walter Georgii. Das Klima von Meiningen in den Jahren 1878—1911. Jenaer Dissertation. Hildburghausen 1914. 8°. 78 S., 4 Taf. (Schriften des Vereins für Sachsen-Meiningische Geschichte u. Landeskunde, Heft 70.)

Walter Knoche. Betrachtungen über das Klima Santiagos. Met. ZS. **31**, 392—393, 1914.

H. A. Hunt, Griffith Taylor and **E. T. Quayle.** The climate and weather of Australia. Melbourne 1913. 8⁰. 93 S., 39 Tafeln. (Commonwealth Bureau of Meteorology).

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

K. Graff. Grundriß der geographischen Ortsbestimmung aus astronomischen Beobachtungen. 8⁰. 210 S. mit 64 Fig. Berlin u. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagsbuchhandlung, 1914. (Preis 8 *M*.) *

Dr. **K. Graff.** Grundriß der geographischen Ortsbestimmung aus astronomischen Beobachtungen. Peterm. Mitt. **60**, 1914.

K. Lüdemann. Über die Ausmessung von Stereophotogrammen mit dem Stereokomparator Form D von Zeiss-Pulfrich. ZS. d. Ges. f. Erdkde. Nr. 10, 1914.

P. Sprigade und **M. Moisel.** Die Aufnahmemethoden in den deutschen Schutzgebieten und die deutsche Kolonial-Kartographie. ZS. d. Ges. f. Erdkde., Berlin 1914, Nr. 7.

M. Radaković in Czernowitz. Zum Einfluß der Erdrotation auf die Bewegungen der Erde. Met. ZS. **31**, 384—392, 1914.

C. Wolff. Die Genauigkeit der astronomischen Ortsbestimmung auf See. Ann. d. Hydr. **42**, 609—614.

Prof. Dr. **E. Hammer**, Stuttgart. Kohlschütter über die Ostafrikanische Pendelexpedition. Peterm. Mitt. **60**, 222—223, 1914.

Professer **Josef Barrell.** The status of hypotheses of polar wanderings. Science **40**, 333—340, 1914.

G. Angenheister. Über die dreijährige Luftdruckschwankung und ihren Zusammenhang mit Polschwankungen. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. Göttingen, Heft 1, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Prof. Dr. **Fritz Frech**, Breslau. Der Vulkanismus Kleinasiens und sein Verhältnis zu dem Gebirgsbau. Peterm. Mitt. **60**, 212—216, 1914.

3 F. Erdbeben.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Magnetisk Aarbog. Annuaire magnétique 1912. Kjøbenhavn, G. E. C. Gad 1914. Fol. 8 S., 14 Taf. (Publikationer fra det Danske Meteorologiske Institut ved C. Ryder, Director, Aarboger.)



3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

Dr. **V. Hilber.** Barometrische Höhenmessungen in den griechisch-türkischen Grenzländern. Peterm. Mitt. **60**, 217—222, 1914.

B. Soeken. Höhentafeln. 4⁰. 192 S. Hamburg, Eckardt & Meßtorff, 1914. (Preis 12 ℳ.) *

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Hans Praesent, Greifswald. Ein ozeanographisches Institut in Spanien. Peterm. Mitt. **60**, 228, 1914.

E. Brinkner. Das Projekt einer internationalen Erforschung des Mittelmeeres. Mitt. d. Geogr. Ges. Wien, Nr. 8, 1914.

K. Grein. Untersuchungen über die Absorption des Lichts im Seewasser. (2. Teil.) Ann. Inst. Océanogr. Paris 1914, **6**, 6.

Dr. **Rolf Witting.** Zur Methodik der Bestimmung von geringen Ammoniakmengen mit besonderer Berücksichtigung der Meerwasseranalysen. Ann. d. Hydr. **42**, 593—603, 1914.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Jahrbuch des Hydrographischen Zentralbureaus im k. k. Ministerium für öffentliche Arbeiten. XVIII. Jahrgang 1910. Hydrographischer Dienst in Österreich. Wien 1913. Fol. 15 Hefte in Mappe.

L. Horvitz. Contribution à la connaissance de l'écoulement en Europe. Varsovie 1913. 8⁰. S.-A. C. R. de la Soc. des Sc. de Varsovie 1913. VI. année. S. 666—719. Polnisch und französisch.

G. Mayer. Die Lechhochwasser-Katastrophe 1910, deren direkte und indirekte Folgen für die Stadt Augsburg, nebst einer Vorgeschichte des Hochwasserablaßwehres. Augsburg 1914. 4⁰. 23 S., 34 Taf.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Dr. **C. Schoy**, Essen a. R. Das Problem des Büßerschnees. Peterm. Mitt. **60**, 210—213, 1914.

W. W. Korhonen-Helsingfors. Über die Bildung von Monatsmitteln der Schneehöhen. Met. ZS. **31**, 397—399, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

13. Jahrg. — **30. Dezember 1914.** — **Nr. 24.**

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 24 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Dezember 1914 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

J. B. Brunner. Lehrbuch der Physik. 420 S. Zürich 1914.

Felix Auerbach. Karl Baedeker. Phys. ZS. **15**, 901—902, 1914.

L. Prandtl. Georg Fuhrmann. Phys. ZS. **15**, 902—904, 1914.

C. Matschoß. Robert Mayer. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 1602—1603, 1914.

Richard Lorenz. Max Reinganum. ZS. f. Elektrochem. **20**, 609—610, 1914.

Joseph Würschmidt. Die Theorie des Regenbogens und des Halo bei Ibn al Haitam und bei Dietrich von Freiberg. Met. ZS. **31**, 484—487, 1914.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Präzisions-Demonstrations-Meß-Rheostat aus der Göttinger Rheostaten- und Schalttafelfabrik Gebr. Ruhstrat, Göttingen. Phys. ZS. **15**, 929—930, 1914.

Alfred Stock und **Otto Priess.** Zur Kenntnis des Bortrichlorids. Ein fettloses Glasventil. Chem. Ber. **47**, 3109—3113, 1914.

3. Maß und Messen.

R. Dietzius. Das dynamische Meter. Met. ZS. **31**, 465—474, 1914.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Hans Witte. Raum und Zeit im Lichte der neueren Physik. Eine allgemeinverständliche Entwicklung des raumzeitlichen Relativitätsgedankens bis zum Relativitätsprinzip. IV und 84 S. Mit 17 Abbildungen. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 17.) (Preis 2,80 ℳ.) *



Alfred Denizot. Zur Theorie der relativen Bewegung eines starren Massensystems nebst Anwendung auf Foucaults Gyroskop. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 903—924, 1914.

Alfred Basch. Zur Analyse schwach gedämpfter Schwingungen. Wien. Ber. **123** [2a], 767—799, 1914.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

P. Gruner. Applications des analogies entre les lois de l'électricité et de l'élasticité. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 237—238, 1914.

R. Grammel. Neuere Versuche über elastische Hysterese. ZS. d. Ver. d. Ing. **58**, 1600—1602, 1914.

6. Hydromechanik.

R. de Villamil. Motion of Liquids. XIV u. 210 S. London 1914. (Preis 7,80 ℳ.)

Philipp Frank. Zur Differentialgeometrie der Brachistochronen (mit Anwendungen auf Hydrodynamik und Variationsrechnung). S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 665—677, 1914.

M. D. Hersey. The laws of lubrication of horizontal journal bearings. Journ. Washington Acad. **4**, 542—552, 1914.

7. Kapillarität.

8. Aeromechanik.

Ragnar Holm. Über die Bewegung eines Gases in Kapillaren und in von parallelen Ebenen begrenzten Kanälen. Berichtigung. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1165—1168, 1914.

G. Jäger. Über den scheinbaren Gewichtsverlust einer Kugel in Luft tieferer Temperatur. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 867—873, 1914.

Hildebrand Freiherr v. Cles und Friedrich Swoboda. Kinematographische Aufnahme von Geschützprojektilen während der Bewegung bei Tageslicht. Bestimmung der Lage des Geschosses im Raume nahe der Mündung und nahe dem Ziele; Messen der Anfangs- und Endgeschwindigkeit; Messen des Abgangs- und Einfallswinkels; Phasen während des Austrittes des Geschosses aus der Mündung. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 757—766, 1914.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

J. Rich. Ewald. Über den Einfluß der Länge des Windrohrs auf die Tonstärke und Tonhöhe einer Zungenpfeife. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1209—1216, 1914.

Wilhelm Schmidt. Über das Wesen des Donners. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 821—863, 1914.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Alfred Stock und **Otto Priess.** Zur Kenntnis des Bortrichlorids. Ein fettloses Glasventil. Chem. Ber. **47**, 3109—3113, 1914.

Alfred Stock und **Ernst Kuß.** Zur Kenntnis des Bortribromids. Chem. Ber. **47**, 3113—3115, 1914.

Alfred Stock, Ernst Kuß und **Otto Prieß.** Borwasserstoffe. V. Die Einwirkung von Chlor und Brom auf B_2H_6 und $B_{10}H_{14}$. Die Wertigkeit des Bors. Chem. Ber. **47**, 3115—3149, 1914.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

A. Smits and **A. H. W. Aten.** The application of the theory of allotropy to electromotive equilibria. Proc. Amsterdam **17**, 680—694, 1914.

Günther Schulze. Elektrolytische Ventile. 25. Hauptvers. D. Bunsen-Ges. Leipzig 1914. ZS. f. Elektrochem. **20**, 592—596, 1914.

Robert Kremann. Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen. VIII u. 71 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 19.) (Preis 2,40 *M*.) *

A. Schumrick. Über das elektromotorische Verhalten der Oxyde des Mangans. 33 S. Halle 1912.

4. Photochemie.

Josef Maria Eder. Über die Lichtempfindlichkeit reiner Quecksilberverbindungen. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 435—440, 1914.

5. Thermochemie.

F. Haber. Untersuchungen über Ammoniak. Sieben Mitteilungen. I. Allgemeine Übersicht des Stoffes und der Ergebnisse. ZS. f. Elektrochem. **20**, 597—604, 1914.

F. E. C. Scheffer. On gas equilibria, and a test of Prof. van der Waals Jr.'s formula. I. Proc. Amsterdam **17**, 695—703, 1914.

W. Reinders. Equilibria in the system Pb—S—O; the roasting reaction process. Proc. Amsterdam **17**, 703—718, 1914.

Ernst Rosenbohm. Über die Wärmeentwickelung bei der Quellung von Kolloiden. Kolloidchem. Beih. **6**, 177—200, 1914. [Chem. Zentralbl. 1914, **2**, 1294—1295.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Viktor v. Lang. Über einen Satz der stereographischen Projektion. S.-A. Wien. Ber. **122** [2a], 1811—1815, 1914.

F. Rinne. Die Kristallwinkelveränderung verwandter Stoffe beim Wechsel der Temperatur. I. Zentralbl. f. Min. 1914, 705—718.

Ernst Cohen and **W. D. Helderman.** The Allotropy of Cadmium. Proc. Amsterdam **17**, 638—641, 1914.

Ernst Cohen and **W. D. Helderman.** The Allotropy of Zink. Proc. Amsterdam **17**, 641—644, 1914.

Ernst Cohen and **J. C. van den Bosch.** The Allotropy of Antimony. Proc. Amsterdam **17**, 645—647, 1914.

A. Smits. The metastable continuation of the mixed crystal series of pseudo-components in connection with the phenomenon allotropy. II. Proc. Amsterdam **17**, 672—678, 1914.

Erich Hupka. Die Interferenz der Röntgenstrahlen. III u. 68 S. Mit 33 Abbildungen und 1 Doppeltafel in Lichtdruck. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 18.) (Preis 2,60 *M*.) *

M. v. Laue. Die Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen, hervorgerufen durch das Raumgitter der Kristalle. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 308—345, 1914.

W. W. Strong. X-ray diffraction patterns. Science (N. S.) **40**, 709—710, 1914.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

P. Gruner. Applications des analogies entre les lois de l'électricité et de l'élasticité. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 237—238, 1914.

Max Born. Die elektronentheoretische Begründung der Elektrodynamik bewegter Körper. Zu dem gleichnamigen Aufsatze von Jun Ishiwara. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 301—307, 1914.

James Arnold Crowther. Molecular Physics. Philadelphia, P. Blakiston's Son & Co. *

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

4. Maße und Meßinstrumente.

Miss **H. J. Folmer.** A new electrometer, specially arranged for radio-active investigations. Part I. Proc. Amsterdam **17**, 659—671, 1914.

Walter P. White. Thermoelement installations, especially for calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1856—1868, 1914.

Walter P. White. Potentiometers for thermoelectric measurements especially in calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1868—1885, 1914.

Walter P. White. Leakage prevention by shielding, especially in potentiometer systems. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 2011—2020, 1914.

Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 91. Elektrot. ZS. **35**, 1105—1106, 1914.

5. Apparate.

Günther Schulze. Quecksilbergleichrichter. Die Naturwissenschaften **2**, 1033—1038, 1914.

O. Kruh. Der Quecksilberbogen-Gleichrichter. Elektrot. u. Maschinenb. **32**, 845—848, 860—865, 1914.

H. Zickendraht. Récepteur radiotélégraphique universel. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 239—243, 1914.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

Aug. Hagenbach et **W. Frey.** Mesures à l'arc voltaïque continu entre des électrodes de nickel. Arch. sc. phys. et nat. (4) **38**, 229—236, 1914.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

J. Silbermann. Über Kathodenstrahlenabsorption in Dämpfen. 28 S. Heidelberg 1912.

Fritz Paneth. Über Adsorbierung und Fällung der Radioelemente. Phys. ZS. **15**, 924—929, 1914.

A. Kailan. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LVII. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung, 8. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 583—611, 1914.

Stefan Meyer und **Karl Przibram.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. LVIII. Über die Verfärbung von Salzen durch Becquerelstrahlungen und verwandte Erscheinungen. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 653—663, 1914.

F. v. Lerch. Verdampfungserscheinungen der ThB- und ThC-Verbindungen. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 699—712, 1914.

W. Kossel. Bemerkung zur Absorption homogener Röntgenstrahlen. II. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 953—963, 1914.

W. W. Strong. X-ray diffraction patterns. Science (N. S.) **40**, 709—710, 1914.

Erich Hupka. Die Interferenz der Röntgenstrahlen. III u. 68 S. Mit 33 Abbildungen und 1 Doppeltafel in Lichtdruck. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 18.) (Preis 2,60 ℳ.) *

M. v. Laue. Die Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen, hervorgerufen durch das Raumgitter der Kristalle. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 308—345, 1914.

W. L. Bragg. Die Reflexion der Röntgenstrahlen. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. **11**, 346—391, 1914.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

R. Gans. Der Paramagnetismus in seiner Abhängigkeit von der Temperatur und der Dichte. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 964—970, 1914.

E. Take und **A. Semm.** Magnetische Messungen an Heuslerschen Zinn-Manganbronzen. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 971—988, 1914.

H. Renker. Magnetische Untersuchungen an Legierungen der Eisengruppe oberhalb des Curie-Punktes. 104 S. Zürich 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

S. J. Barnett. Eine Entgegnung auf die Arbeit des Herrn Fehrle: „Über unipolare Induktion." Ann. d. Phys. (4) **45**, 1253—1256, 1914.

E. Pfiffner. Überspannungsschutz durch Drosselspulen und Kondensatoren. Elektrot. ZS. **35**, 1101—1103, 1914.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

H. R. Woltjer. Magnetische Zerlegung der Spektrallinien und Temperatur. Phys. ZS. **15**, 918—924, 1914.

G. Wendt. Seriengesetze der Verbreiterung von Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1257—1264, 1914.

H. du Bois und G. J. Elias. Zeemaneffekte benachbarter Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1160—1164, 1914.

Felix Stumpf. Die Beeinflussung des lichtelektrischen Effektes durch Wasserstoffbeladung bei Palladium. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 989—994, 1914.

Carl Ramsauer. Über die lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung und ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1121—1159, 1914.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

Siegfried Valentiner. Die Grundlagen der Quantentheorie in elementarer Darstellung. VII u. 67 S. Mit 8 Abbildungen. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 15.) (Preis 2,60 ℳ.) *

Max Abraham. Der Drehimpuls des Lichtes. Phys. ZS. **15**, 914—918, 1914.

Alfred Denizot. Über die Konstante der Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 925—929, 1914.

George Jaffé. Zur Theorie der Lichtabsorption in Metallen und Nichtleitern. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1217—1252, 1914.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

P. Frommann. Refraktometrische Messungen an einigen neueren aromatischen Kohlenwasserstoffen in der Abkühlung. 33 S. Halle 1914.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

H. E. Merwin. Measurement of the extraordinary refractive index of a uniaxial crystal by observations in convergent light on a plate normal to the optic axis. Journ. Washington Acad. **4**, 530—534, 1914.

Fred. Eugene Wright. Measurements of refractive indices on the principal optical sections of birefracting minerals in convergent polarized light. Journ. Washington Acad. **4**, 534—542, 1914.

A. Werner. Zur Kenntnis des asymmetrischen Kobaltatoms. XII. Über optische Aktivität bei kohlenstrofffreien Verbindungen. Chem. Ber. **47**, 3087—3094, 1914.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

Josef Maria Eder. Messungen im ultravioletten Funkenspektrum von Kupfer, Aluminium, Gold, Silber, Zink und Kohle bis λ 1850 nach dem Internationalen System. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 615—628, 1914.

Emil Paulson. Gesetzmäßigkeiten im Bau des Lanthanspektrums. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1203—1208, 1914.

G. Wendt. Seriengesetze der Verbreiterung von Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1257—1264, 1914.

George Jaffé. Zur Theorie der Lichtabsorption in Metallen und Nichtleitern. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1217—1252, 1914.

Alfred Denizot. Über die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 925—929, 1914.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Ed. Haschek. Über Leuchterscheinungen des menschlichen Körpers. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 523—532, 1914.

8. Physiologische Optik.

O. Zoth. Über die Natur der Mischfarben auf Grund der Undulationshypothese. II u. 36 S. Mit 3 Textfiguren und 10 Kurventafeln. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 14). (Preis 2,80 ℳ.) *

F. v. Hauer. Beiträge zur Theorie der Farbenempfindungen. S.-A. Wien. Ber. **123** [2a], 629—651, 1914.

P. v. Schrott. Die stroboskopischen Täuschungen und die Kinematographie. 15 S. Wien. Schrift. Ver. Verb. nat. Kenntn. 1914.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Rudolph Plank. Über den Zusammenhang zwischen dem Joule-Thomson-Effekt, der spezifischen Wärme und der Zustandsgleichung. Phys. ZS. **15**, 904—914, 1914.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Siegfried Valentiner. Anwendungen der Quantenhypothese in der kinetischen Theorie der festen Körper und der Gase. V u. 72 S. Mit 4 Abbildungen. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1914. (Sammlung Vieweg, Heft 16.) (Preis 2,60 ℳ.) *

F. E. Fowle. Avogadro's constant and atmospheric transparency. Journ. Washington Acad. **4**, 529—530. 1914.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Walter P. White. Thermoelements of precision, especially for calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 2292—2333, 1914.

Walter P. White. Thermoelement installations, especially for calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1856—1868, 1914.

Walter P. White. Potentiometers for thermoelectric measurements especially in calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1868—1885, 1914.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

M. B. Wagner. Zur Theorie der Zustandsgleichungen. Ann. d. Phys. (4) **45**, 1169—1202, 1914.

Rudolph Plank. Über den Zusammenhang zwischen dem Joule-Thomson-Effekt, der spezifischen Wärme und der Zustandsgleichung. Phys. ZS. **15**, 904—914, 1914.

A. Smits and S. C. Bokhorst. On the vapour pressure lines of the system phosphorus. II. Proc. Amsterdam **17**, 678—680, 1914.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Walter P. White. Thermoelement installations, especially for calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1856—1868, 1914.

Walter P. White. Potentiometers for thermoelectric measurements especially in calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 1868—1885, 1914.

Walter P. White. Thermoelements of precision, especially for calorimetry. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 2292—2313, 1914.

Walter P. White. Easy calorimetric methods of high precision. S.-A. Journ. Amer. Chem. Soc. **36**, 2313—2333, 1914.

Rudolph Plank. Über den Zusammenhang zwischen dem Joule-Thomson-Effekt, der spezifischen Wärme und der Zustandsgleichung. Phys. ZS. **15**, 904—914, 1914.

7. Wärmeleitung.

M. de Wit. Die Wärmeabgabe blanker stromdurchflossener Leitungsdrähte in ruhender Luft. 82 S. Zürich 1913.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

Prof. **A. Keller.** Die Durchmesser und Temperatur der Fixsterne. Prometheus **26**, 118—124, 1914.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

Friedrich Berwerth. Ein natürliches System der Eisenmeteoriten. Wien, Anz. Nr. 21, 484—486, 1914.

A. Bemporad. Osservazioni meteoriche fatte nel R. Osservatorio di Capodimonte nel mese di Maggio 1914. Rend. di Napoli (3) **20**, 112, 1914.

A. Bemporad e **O. Lazzarino.** Riassunto delle osservazioni meteoriche fatte nel R. Osservatorio di Capodimonte durante l'anno 1914. Rend. di Napoli (3) **20**, 49—67, 1914.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Th. Hesselberg u. **A. Friedmann.** Die Größenordnung der meteorologischen Elemente und ihrer räumlichen und zeitlichen Ableitungen. Veröffentl. Geophys. Inst. Univer. Leipzig, 2. Serie, Heft 6, 1914.

Durand-Gréville. Ciel et Terre **35**, 163—166, 1914.

Delauney. Les fluctuations des éléments météorologiques. Annu. Soc. Mét. de France **62**, 142—144, 1914.

Das deutsche Observatorium in Spitzbergen. Beobachtungen und Ergebnisse. I. Herausgegeben von H. Hergesell. Straßburg 1914. 8^{0}. 3 Bl., 65 S., 8 Tafeln, 1 Karte. (Schriften der Wiss. Ges. in Straßburg, 21. Heft.)

Dr. **Moriz Topolansky** in Klosterneuburg. Einige Wahrnehmungen im Garten. Wetter **31**, 260—261, 1914.

Wilhelm Schmidt. Über das Wesen des Donners. Sitzber. Wien. math.-nat. Klasse **123**, Abt. 2a, April 1914. Wien.

G. C. Simpson. Chief results of the meteorological observations made on Captain Scotts British antarctic expedition 1911 and 1912. Quart. J. **40**, 171, 221—227, 1914.

Report of the Chief of the Weather Bureau 1912—1913. Washington 1914. 8⁰. 252 S., 2 Taf. (V. S. Departement of Agriculture, Weather Bureau.)

Report of the Director of the Royal Observatory, Hongkong, for the year 1913. Hongkong 1914. 8⁰. 11 S.

Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Wien, Hohe Warte, Juni, Juli, August, September 1914. Wien. Anz. Nr. 19, S. 423—428, 453—458; Nr. 20, S. 471—476,; Nr. 21, 495—500, 1914.

Pigeaud. Résumé des observations centralisées par le service hydrométrique du bassin de la Seine. Annu. Soc. Mét. de France **62**, 121—139, 1914.

Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de juillet et d'août 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 153—156, 225—228, 1914.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de Juillet et d'Août 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 149—158, 221—225, 1914.

Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint Maurice pendant les mois de juin à novembre 1913. (Été et automne 1913.) Arch. sc. phys. et nat. **119**, 120—132, 1914.

Dr. **K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im September 1914. Wetter **31**, 253—254, 1914.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

A. Schmauss. Vertikale Luftströmungen an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Beitr. zur Phys. d. freien Atm. **7**, 1, 26—27, 1914.

E. Barkow. Über den täglichen Gang der Lufttemperatur in höheren Luftschichten. Beitr. zur Phys. d. freien Atm. **7**, 1, 28—34, 1914.

Robert Dietzius. Pilotballonaufstiege bei föhnartigem Wettereinbruch in Wien. Beitr. zur Phys. d. freien Atm. **7**, 1, 10—25, 1914.

Hans Th. Wolff. Statistische Bearbeitung der Dresdener Pilotvisierungen des Jahres 1912. Beitr. zur Phys. d. freien Atm. **7**, 1, 1—10, 1914.

De eerste Nederlandsche peilballon. Hemel en Dampkring **12**, 27—29, 1914.

P. Gamba. Squadro per il sollecito spoglio dei risultati dei lanci di palloni-sonda e piloti Rivista Meteorico-Agraria **35**, 427—428, 1 Taf., 1914.

Internationale Ballonfahrt vom 2. April, 7. Mai, 7./8. Mai, 3., 4., 5. Juni, 2. Juli, 7. Mai, 3. Juni, 4. Juni 1914. Bemannte und unbemannte Ballons. Wien. Anz. Nr. 19, 8, 429—435, 459—465; Nr. 20, 478—482; Nr. 21, 502—506, 1914.

Karl Scholtz in Lindenberg. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im September 1914. Wetter **31**, 254—255, 1914.

A. Kopfmüller in Friedrichshafen. Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Oktober 1914. Wetter **31**, 256, 1914.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im Oktober 1914. Königl. Preuß. Aeronautisches Observatorium Lindenberg, 122 m über N. N. Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen 395 m über N. N. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 11, 1914.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C1. Lufttemperatur.

C. Flammarion. Les incohérences de la témperature. L'astronomie **28**, 288—290, 1914.

2 C2. Strahlung.

F. H. Bigelow. Determination of the „Solar Constant“ by means of computations based on the data of balloon ascensions. Sill. J. **38**, 225, 277—281, 1914.

A. Boutaric. Influence de la lumière diffusée par le ciel sur les valeurs obtenues pour la constante solaire. C. R. **158**, 1600—1602, 1914.

2 D. Luftdruck.

Henryk Arctowski. The annual variation of atmospheric pressure in the United States. Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **46**, 265—281, 1914.

2 E. Winde und Stürme.

Fourth report on wind structure. Papers by Mr. J. S. Dines. — Contributed by the Director of the Meteorological Office to the technical report of the Advisory Committee for Aeronautics, 1912—13. (Aeronautics.) London, 1914. 8⁰. 20 S., 25 Karten, 7 Taf.

Prof. Dr. **Grosse** in Bremen. Der Sturm vom 18. September 1914. Wetter **31**, 257—258, 1914.

2 F. Wasserdampf.

F. Eredia. L'influenza della orografia sulla distribuzione mensile della nebulositá. Atti della R. Accad. dei Lincei **23**, 795—800, 1914.

2 G. Niederschläge.

Oberlehrer **A. Thraen** in Dinslaken. Die Niederschlagsverhältnisse auf der nördlichen und östlichen Abdachung des Sudetensystems, dargestellt nach 20 jährigen streng gleichzeitigen Beobachtungen. Wetter **31**, 241—250, 1914.

M. Topolansky. Der Reif und Tau in Österreich bis 1100 m Seehöhe. S.-A. Jahrb. d. k. k. Zentralanstalt f. Met. u. Geodyn. Jahrg. 1912. Anhang. Wien 1914. 4⁰. 18 S., 3 Taf.

A. J. Henry. Secular variation of precipitation in the United States. Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **46**, 192—201, 1914.

V. Monti. La precipitazione di dicembre nell' alta Italia. Rivista Meteorico-Agraria **35**, 391—393, 1914.

Prof. **Rudel** in Nürnberg. Der Wolkenbruch vom 3. Juli 1914 in Nürnberg und vom 22. Juli 1914 östlich von Nürnberg. Wetter **31**, 258—260, 1914.

Dr. **K. Joester.** Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm, September 1914. Kartenbeilage zu Wetter **31**, 11, 1914.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

W. A. Douglas Rudge. On Some Sources of Disturbance of the Normal Atmospheric Potential Gradient. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 571—583, 1914.

K. W. Fritz Kohlrausch. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. Nr. 52. Messungen der Beweglichkeit und des Wiedervereinigungskoeffizienten an Ionen der freien Atmosphäre. Wien. Anz. 1914, 445—446.

Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Altdorf et a Fribourg, Juillet 1914. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 147, 1914.

A. Baldit. Sur un éclair en boule. C. R. **158**, 1542—1543, 1914.



2 I. Meteorologische Optik.

Theodoricus Teutonicus de Vriberg de iride et radialibus impressionibus. Dietrich von Freiberg über den Regenbogen und die durch Strahlen erzeugten Eindrücke. Zum ersten Male nach den Handschriften herausgegeben und mit einer Einleitung versehen von Dr. Joseph Würschmidt. Münster i. W. 1914. 8⁰. XV, 204 S., 1 Bl. Preis 7 ℳ. (Beitr. z. Gesch. d. Philosoph. d. Mittelalters XII, 5—6.)

H. W. Farwell. A third order rainbow. Science **40**, 1034, 595, 1914.

A. W. Freeman. A solar halo in Virginia. Science **40**, 1034, 595—596, 1914.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Prof. **O. Freybe** in Weilburg a. d. L. Tiefdruckwirbel über Deutschland. Wetter **31**, 252—253, 1914.

Vandevyver. Les nouvelles cartes synoptiques du „Weather Bureau" de Washington. Ciel et Terre **35**, 169—172, 1914.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

Otto Meißner in Potsdam. Über die Zuverlässigkeit der „Wetteraussichten für mehrere Tage". Wetter **31**, 250—251, 1914.

Nieuwigheden in de weertelegrammen. Hemel en Dampkring **12**, 24—27, 1914.

2 N. Kosmische Meteorologie.

Raoul Gautier. Observations faites pendant l'éclipse de soleil du 21 Août 1914 à l'observatoire de Genève, Résumé par... Arch. sc. phys. et nat. **119**, 202—206, 1914.

2 O. Meteorologische Apparate.

E. Gold. Barometer readings in absolute units and their correction and reduction. Quart. J. **40**, 171, 185—201, 1914.

E. Gold. The correction and reduction of barometer readings. Symons's Met. Mag. **49**, 581, 85—86.

Silvanus P. Thompson. The rose of the winds: the origin and development of the compass-card. London 1913. 8⁰. 31 S., 6 Tafeln. (Proc. of the Brit. Academy. Vol. VI.)

A. J. Bamford. On a small anomometer for tropical use. Quart. J. **40**, 213—219, 1914.

2 P. Klimatologie.

R. de C. Ward. A note on the classification of climates. Bull. of the Amer. Geogr. Soc. **46**, 108—116, 1914.

A. C. Seward. Climate as tested by fossil plants. Quart. J. **40**, 171, 203—212, 1914.

V. Monti. Ionizzazione atmosferica e clima dell' alta montagna. Rivista Meteorico Agraria **35**, 11, 355—358, 1914.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Stanislas Meunier. Origin and mode of formation of magnetic gases. J. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 213, 1914.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

G. W. Littlehales. A special method of finding the Sumner line. Journ. Washington Acad. **4**, 505—509, 1914.

Sir **Thomas H. Holland.** The earth's crust. Science **40**, 1033, 533—542, 1914.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

Dr. **Rudolf Schneider.** Seismische Registrierungen in Wien. K. K. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik im Jahre 1912. Mitt. Erdbeben Kom. der K. Akad. der Wissensch. in Wien. Neue Folge. Nr. 47. Wien 1914.

Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Juni, Juli, August, September 1914. Wien. Anz. Nr. 19, 429, 459; Nr. 20, 477; Nr. 21, 501.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

C. Chree. The 27-Day Period in Magnetic Phenomena. Proc. Roy. Soc. London (A) **90**, 583—599, 1914.

Dr. **S. R. Williams.** Possible factors in the variations of the earth's magnetic field. Science **40**, 1034, 606—607, 1914.

Delauney. Les essaims météoriques et les perturbations magnétiques. Annu. Soc. Mét. de France **62**, 164—166, 1914.

Ph. Flajolet. Perturbations de la déclinaison magnétique à Lyon (Saint-Genis Laval) pendant le premier trimestre de 1914. C. R. **158**, 1732.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

Lugeon. Roche qui présente les stries spéciales dues à l'érosion fluviale. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 210, 1914.

Arthur Bonard. Notes sur la formation des alluvions de la plaine du Rhône entre Villeneuve et Rennaz. Bull. Soc. Vaud. des Sc. Nat. **50**, 183, 8, 163—199, 1914.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

R. v. Sterneck. Über Seiches an den Küsten der Adria. Wien. Anz. 1914, 441—443.



3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Paul Lemoine. Quelques observations sur la baguette divinatoire. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 209, 1914.

Ernst Roder. Niederschlag und Abfluß im bündnerischen Rheingebiet während der Jahre 1894—1909. Bern 1914. 8⁰. IV, 160 S., 7 Tafeln. Mitt. d. Abteilung für Landeshydrographie (Schweiz). Nr. 5.

L. Horwitz. Encore sur l'écoulement du Rhin alpin. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 209—210, 1914.

L. Horwitz. Encore sur l'écoulement du Rhin alpin (à propos d'un récent mémoire). Bull. Soc. Vaud. des Sc. Nat. **50**, 183, 141—163, 1914.

Dr. **George N. Coffety.** Changes of drainage in Ohio. Science **40**, 1034, 607—609, 1914.

E. W. Shaw. The characteristics of the Mississippi delta in the light of some observations on Old World deltas. Journ. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 298—299, 1914.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

L. Horwitz. Sur l'extension du glacier du Rhône dans les Alpes fribourgeoises pendant l'époque glaciaire. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 210, 1914.

F. E. Matthes. Moraine Dome and the moraines of the Little Yosemite Valley. Journ. of the Washington Acad. of Sc. **4**, 295—296, 1914.

Wilhelm Greding, Dipl.-Ing. Ein Stück Arktis in Bayern. Prometheus **26**, 134—136, 1914.

Fritz Wengler. Die spezifische Dichte des Schnees. Berlin 1914. 8⁰. 86 S. Inaug.-Diss.

Franz Pflugk. Schneesterne und Eisblumen. Wetter **31**, 261—264, 1914.

Professeur **P. L. Mercanton.** L'enneigement dans le val d'Entremonts 1904 à 1913. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 143—144, 1914.

Mercanton. L'enneigement des Alpes suisses en 1913. Arch. sc. phys. et nat. **119**, 144, 1914.

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

1914. Heft 24.

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn
1914

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 24 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

An die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

1. Wissenschaftliche Mitteilungen, welche in einer Sitzung der Gesellschaft durch ein anwesendes Mitglied vorgelegt werden (§ 21 der Satzungen), erscheinen in der Regel binnen zwei bis drei Wochen in den „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft". Die Vorlage von Mitteilungen in einer Sitzung zu vermitteln, ist der Unterzeichnete jederzeit bereit. Die Mitteilungen sollen in der Regel den Umfang von 8 Druckseiten nicht überschreiten.
2. Anmeldungen von Mitgliedern (§ 13 der Satzungen) können an den Vorsitzenden der Gesellschaft, Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. F. Haber (Berlin-Lichterfelde 3, Faradayweg 4), an den Rechnungsführer, Herrn Prof. Dr. E. Jahnke (Berlin W 15, Darmstädterstraße 11) oder an den Unterzeichneten gerichtet werden.
3. Der jährliche Mitgliedsbeitrag beträgt für Berliner Mitglieder 20 Mark, für auswärtige Mitglieder 10 Mark, wofür die „Verhandlungen" der Gesellschaft kostenlos geliefert werden. Für den Bezug der „Berichte" (Verhandlungen und Literaturverzeichnis) an Stelle der „Verhandlungen" allein zahlen die Mitglieder einen Zuschlag zu diesen Beträgen von **8 Mark** jährlich. — Alle Zahlungen werden aus dem Inlande durch Zahlkarte, aus dem Auslande durch Postanweisung unter der Adresse
   Postscheckkonto: Professor Dr. E. Jahnke, Postscheckamt Berlin Nr. 13434
   erbeten.
4. Die auswärtigen Mitglieder, welche die Einladungskarten (Tagesordnungen) für die einzelnen Sitzungen zu erhalten wünschen, haben hierfür eine Gebühr von 1,50 Mark jährlich, ebenfalls auf das obengenannte Postscheckkonto, zu zahlen.

Professor Dr. Karl Scheel, Berlin-Dahlem, Werderstraße 28

Postadresse: Berlin-Lichterfelde 3.


Digitized by Google




Digitized by Google

